Verbreiterung von He II- und C IV-Linien in Plasmen hoher Elektronendichte

DISSERTATION

zur

Erlangung des Grades eines

Doktors der Naturwissenschaften

der

Abteilung für Physik

und Astronomie

an der Ruhr-Universität Bochum

von

ULRICH ACKERMANN

aus Bochum

Bochum 1983

UNIV.
LONDON
COLL.

Digitized by the Internet Archive
in 2026

https://archive.org/details/IA41547222_0050

Verbreiterung von He II- und C IV-Linien in Plasmen hoher Elektronendichte

DISSERTATION

zur

Erlangung des Grades eines

Doktors der Naturwissenschaften

der

Abteilung für Physik

und Astronomie

an der Ruhr-Universität Bochum

von

ULRICH ACKERMANN

aus Bochum

Bochum 1983

Dissertation eingereicht am : 04-11-83

Tag der mündlichen Prüfung : 14-12-83

Referent : Prof. Dr. H.-J. Kunze

Korreferent : Prof. Dr. H. Schlüter

Inhaltsverzeichnis

0.	Einleitung	1
1.	Grundlagen der Linienverbreiterungstheorie	4
1.1	Natürliche Linienbreite	4
1.2	Doppler-Verbreiterung	4
1.3	Stark - Verbreiterung	5
1.3.1	Quasistatische Näherung	8
1.3.1.1	Feldstärkeverteilung	9
1.3.2	Die Stoßnäherung	12
1.3.2.1	Wasserstofflinien	15
1.3.2.2	Wasserstoffähnliche Ionen	17
1.3.2.2	Verbreiterung von nicht wasserstoffähnlichen Ionenlinien	18
1.4	Effekte höherer Ordnung	24
2.	Experiment	29
2.1	Äußerer Gaseinlaß	31
2.2	Axialer Gaseinlaß	32
2.3	Einfluß von Vorionisierung und Glaswand	33
2.4	Messung des Ausgangfülldruckes	34
2.4.1	Grenzen des Verfahrens	39
3.	Doppelbelichtungsholographie	40
3.1	Anwendungsbereich der Doppelbelichtungsholographie	41
3.2	Meßaufbau	43
3.3	Praktische Durchführung	45
3.4	Meßergebnisse und Diskussion	47
4.	Spektroskopischer Meßaufbau	50
4.1	Vakuumultraviolett-Bereich	50
4.2	UV- und sichtbarer Spektralbereich	52
4.3	Entfaltung des Apparateprofils	54

5.	Temperaturbestimmung	56
5.1	Theoretische Grundlagen	56
5.2	Diskussion der Ergebnisse	62
6.	Bestimmung der Elektronendichte	67
7.	Plasmaverteilung	72
7.1	Meßaufbau	72
7.2	Verteilung des Arbeitsgases	74
7.3	Verteilung des Testgases	75
8.	Linienprofilmessungen von P_α und P_β von He II	78
8.1	Linienverschiebung bzw. Asymmetrie	79
8.2	Meßergebnisse von P_α und P_β	81
8.2.1	Paschen α	83
8.2.2	Paschen β	88
9.	Stark - Verbreiterungsuntersuchungen an C IV	95
9.1	Diskussion der Linienprofile	98
9.1.1	Linie bei λ = 110.65 nm	101
9.2	Analyse der Verbreiterung	108
9.3	Meßfehler	113
10.	Zusammenfassung	115
11.	Literaturverzeichnis	117

0. Einleitung

Ein relativ altes, jedoch heute noch modernes Diagnostikverfahren für Plasmen ist die Emissionsspektroskopie. Einer ihrer Vorteile ist der große Anwendungsbereich. Mit Hilfe der Emissionsspektroskopie können viele wichtige Plasmaparameter wie z.B. Elektronendichte, Temperatur, Elektronendichteverteilung, Ionentemperatur, Mischungsverhältnisse, thermodynamische Gleichgewichte, elektrische Feldstärken, der makroskopische Durchmesser des Plasmas und vieles mehr bestimmt werden. Nachteilig ist jedoch, daß in manchen Fällen Annahmen bezüglich der Homogenität und der optischen Dicke des Plasmas erforderlich sind, welche die Genauigkeit der Aussagen einschränken, und daß über den Sehstrahl integriert wird. Lokale Messungen von Elektronendichte und Temperatur erlauben Laserstreulichtuntersuchungen (Kunze(1968,1981))mit großer Genauigkeit.

Ein wichtiges Objekt spektroskopischer Untersuchung ist die Linienverbreitung. Aus der Analyse von Linienverbreiterungen können Plasmaparameter bestimmt werden. Im Falle einer durch den Doppler - Effekt verbreiterten Spektrallinie ist die Halbwertsbreite ein Maß für die Ionentemperatur, da dieser Verbreiterungsmechanismus durch die thermische Bewegung der strahlenden Ionen zustande kommt. Bei Plasmen hoher Elektronendichte tritt der Stark - Effekt auf. Durch die Wechselwirkung des strahlenden Atoms bezw. Ions mit den umgebenen geladenen Teilchen tritt eine Aufspaltung der atomaren Niveaus auf. Das elektrische Feld der Störteilchen am Ort des Strahlers hängt von der Zahl der Störer ab. Somit ist die Stark - Verbreiterung einer Spektrallinie ein Maß für die Dichte des Plasmas. Falls hochfrequente elektrische Felder der Frequenz Ω in einem Plasma vorhanden sind, können symmetrisch um einen optisch verbotenen Übergang zwei Satelliten im Abstand Ω auftreten (Baranger und Mozer (1961)). Eine spektroskopi-

sche Untersuchung solcher Satelliten erlaubt neben der Frequenzbestimmung des Feldes die Berechnung der Feldstärke, welche durch die Intensität der Satelliten relativ zur erlaubten Linie gegeben ist, ohne das vorhandene Plasma zu stören.

Zur Untersuchung der Linienverbreiterung, die durch den Stark - Effekt hervorgerufen wird, eignet sich das Wasserstoffatom besonders gut, nicht zuletzt deshalb, weil es theoretisch am einfachsten zu behandeln ist. Folglich sind die Wasserstofflinien die bisher bestuntersuchtesten Linien. Mittlerweile sind große Erfolge sowohl bei den theoretischen Rechnungen als auch bei den experimentellen Ergebnissen erzielt worden, so daß über einen weiteren Parameterbereich die experimentellen Daten die theoretischen Rechnungen bestätigen. Diskrepanzen bestehen jedoch noch immer in den Details der Linienprofile, wie z.B. dem Linienzentrum insbesondere vom Lyman α Übergang des Wasserstoffs. Für Spektrallinien des Wasserstoffs, bei denen sich die Hauptquantenzahl um zwei ändert, zeigen praktisch alle gerechneten Stark - Profile eine zu tiefe Einsattelung im Linienzentrum verglichen mit dem Experiment. Neuere theoretische Arbeiten behandeln deshalb den Einfluß der Bewegung der Hintergrundionen auf das Linienprofil (Seidel (198o)), die zuvor als nahezu ortsfest angenommen wurden. Ein weiteres Detail sind Asymmetrien sowie Linienverschiebungen von Spektrallinien. Neben theoretisch gut verstandenen Mechanismen existieren auch solche, deren Ursache zum Teil heute noch nicht eindeutig geklärt ist. Die gleichen Diskrepanzen treten auch bei wasserstoffähnlichen Ionen auf. Von besonderem Interesse sind in diesem Zusammenhang die Spektrallinien von ionisiertem Helium.

Ein Ziel der vorliegenden Arbeit war daher neben der Untersuchung der Verbreiterung von He II Linien möglichst präzise Linienprofilmessungen durchzuführen, um Aussagen über eventuell auftretende Linienverschiebungen bzw. Asymmetrien machen zu können. Neben Wasserstoff- und wasserstoff-

ähnlichen Spektrallinien besteht großes Interesse an der Untersuchung der Linienverbreiterung höherionisierter nicht wasserstoffähnlicher Ionen. Einerseits gibt es heute nur vereinzelte experimentelle Untersuchungen, die sich meistens mit Linien neutraler Atome oder mit Übergängen einfachionisierter Ionen befassen. Zum anderen existieren kaum theoretische Rechnungen zu mehrfachionisierten Atomen.

Die Kenntnis der Verbreiterung solcher Linien wäre jedoch für die Laser- Fusionsexperimente von großer Bedeutung, da hier die Informationen bezüglich der Elektronendichte nur spektroskopisch zu gewinnen sind.

Ein weiteres Ziel der vorliegenden Arbeit war es daher, durch die systematische Untersuchung vieler meßbare Übergänge eines höherionisierten Atoms einen Schritt in diese Richtung zu tun, in dem die experimentell bestimmten Halbwertsbreiten mit den vorhandenen theoretischen Rechnungen verglichen werden. Als besonders geeignet zum Vergleich zwischen Theorie und Experiment schienen uns die Spektrallinien von Kohlenstoff IV zu sein, da einerseits aus der Literatur (Lee et al (1981)) bekannt ist, daß lithumähnliche Ionen starke Spektrallinien aussenden und andererseits C IV aufgrund der atomaren Struktur gut mit der Theorie vergleichbar sein sollte. Das Lithium - System ist wegen der Elektronenkonfiguration ein Dublettsystem und zusätzlich wegen des einen Leuchtelektrons bereits fast wieder wasserstoffähnlich. Da in der Theorie Wasserstoffwellenfunktionen benutzt werden, sollte in diesem Fall die Theorie das Experiment gut beschreiben.

Damit die experimentellen Daten möglichst präzise sind, haben wir eine neuartige Entladung entwickelt, die wegen ihrer besonderen Eigenschaften (Homogenität, Plasmaverteilung etc.) genaue Aussagen zuläßt.

1. Grundlagen der Linienverbreiterungstheorie

Das wesentliche Ziel dieser Arbeit ist die Untersuchung von Linienverbreiterungen in dichten Plasmen. Daher werden von den verschiedenen möglichen Mechanismen, die zur Verbreiterung einer Spektrallinie führen können, an dieser Stelle nur solche betrachtet, welche für das später behandelte Plasma von Bedeutung sind.

1.1 Natürliche Linienbreite

Bei einem klassischen Oszillator fällt die Intensität der emittierten Strahlung exponentiell mit der Zeit ab. Diese endliche Lebensdauer eines atomaren Niveaus bedingt die natürliche Linienbreite. Die Halbwertsbreite einer Spektrallinie $\Delta\lambda_n$ hängt in diesem Fall von den statistischen Gewichten g_k (oberer Zustand), g_i (unterer Zustand) und der Oszillatorenstärke f_{ik} ab:

$$\Delta\lambda_n = 3.54 \times 10^{-5} f_{ik} g_i/g_k \qquad 1.1$$

$\Delta\lambda_n$ hat hier die Einheit nm. Diese kleinste mögliche spektrale Breite einer Linie liegt in der Größenordnung 10^{-5}nm. Im Vergleich zu den noch folgenden Verbreiterungsmechanismen ist sie jedoch vernachlässigbar.

1.2 Doppler - Verbreiterung

Bewegt sich ein strahlendes Atom oder Ion bezgl. des Beobachters, so resultiert dies in einer Doppelverschiebung der Frequenz des emittierten Lichtes.

$$\Delta\lambda_D/\lambda = v_s/c \qquad 1.2.1$$

λ : Wellenlänge der Spektrallinie
v_s: Geschwindigkeit des Strahlers vom Beobachter weg
Bei einer Gruppe sich unterschiedlich schnell bewegenden Strahlern erhält man insgesamt eine Doppelverbreiterung der Spektrallinie. Der Teil der Teilchen, die sich mit der Geschwindigkeit v_s und $v_s + dv_s$ bewegen, läßt sich unter Annahme einer Maxwellschen Geschwindigkeitsverteilung ausdrücken durch:

$$1.2.2 \qquad \frac{dN}{N} = \frac{1}{\sqrt{\pi}} \exp\left\{-\left(\frac{v}{v}s\right)^2\right\} \frac{dv}{v}s \quad , \quad v = \sqrt{2RT/u}$$

Die entsprechende volle Halbwertsbreite lautet somit

$$1.2.3 \qquad \Delta\lambda^D_{1/2} = 7.71 \times 10^{-5}\left(\frac{kT}{\mu}\right)^{1/2} \times \lambda \ .$$

Hierbei ist λ die Wellenlänge der Spektrallinie. Die Temperatur kT ist in eV einzusetzen. μ gibt das Verhältnis von Ionen zu Protonenmasse an. Da wir in einem späteren Kapitel Kohlenstoff IV Spektrallinien bei einer Temperatur von 10 eV behandeln wollen, soll an dieser Stelle der Beitrag der Dopplerverbreiterung zur Gesamtverbreiterung für die kurz- bzw. langwelligste Linie berechnet werden:

$$\Delta\lambda_{1/2}(94.8 \text{ nm}) = 0.007 \text{ nm}$$
$$\Delta\lambda_{1/2}(580.5 \text{ nm}) = 0.041 \text{ nm}$$

1.3 Stark - Verbreiterung (Griem (1974))

Wechselwirkungen von einem strahlenden Atom oder Ion mit geladenen Teilchen, also Ionen und Elektronen, führen zur Stark - Verbreiterung einer Spektrallinie. Das elektrische Feld, welches die Störteilchen am Ort des Strahlers erzeugen, bewirkt eine Aufspaltung der Niveaus und somit

eine Verbreiterung des spektralen Übergangs. Es wird sich zeigen, daß dies zum dominanten Verbreiterungsmechanismus im vorliegenden Plasmaparameterbereich führt. Deshalb wird auf die hier zugrunde liegende Theorie etwas ausführlicher eingegangen.

Ausgangspunkt für die theoretische Behandlung dieses Problems ist die spektrale Leistung der spontanen Dipolemission eines einzelnen Systems für den Übergang vom Zustand i in den Zustand f :

$$1.3.1 \qquad P(\omega) = \frac{4\,\omega^4\,e^2}{3\,c^3} \sum_{if\alpha} \delta(\omega - \omega_{if})\ |\langle f|x_\alpha|i\rangle|^2 \rho_i$$

ω_{if} ist die Frequenz der ungestörten Linie ; $|i>$ und $|f>$ sind die Eigenzustände des Gesamtsystems. ρ_i gibt die Wahrscheinlichkeit an das gesamte System im Zustand i vorzufinden. Die anderen Symbole haben die übliche Bedeutung. Gleichung 1.3.1 führt beim Weglassen der Vorfaktoren zum normierten Linienprofil

$$1.3.2 \qquad L(\omega) = \sum_{if\alpha} \delta(\omega - \omega_{if})\ |\langle f|x_\alpha|i\rangle|^2 \rho_i$$

mit der Normierungsbedingung $\int L(\omega)d\omega = 1$.
Die Linienprofilfunktion ist über das Fourier-Integral mit der Autokorrelationsfunktion der elektrischen Feldstärkeverteilung am Ort des strahlenden Atoms verknüpft

$$1.3.3 \qquad C(s) = \sum_{if\alpha}{}' \langle i|x_\alpha|f\rangle \exp\left\{\frac{i}{\hbar} E_f\, s\right\} \langle f|x_\alpha|i\rangle \times \exp\left\{-\frac{i}{\hbar} E_i\, s\right\} \rho_i \ .$$

Der Index $'$ bedeutet, daß die Summation nur über Zustände auszuführen ist, die zu einer gegebenen Linie beitragen. Diese Gleichung ist der Ausgangspunkt der weiteren Betrachtungen. Der Dichteoperator ρ_i gilt hier noch für das gesamte System, bestehend aus Strahler und umgebenen Stör-

teilchen. Zur vereinfachten Berechnung von C(s) wird er aufgespalten in einen Faktor ρ_i^a, der die Wahrscheinlichkeit angibt, ein Atom in einem anfänglichen Zustand i vorzufinden und einem Faktor P(Q) dQ, der die Wahrscheinlichkeit darstellt, ein Störteilchen in den Koordinaten Q und Q+dQ zu finden. Die multiplikative Aufspaltung beinhaltet, daß die Wahrscheinlichkeitsverteilungen das Atom in einem bestimmten Niveau vorzufinden, unabhängig von der Hintergrundsverteilung des Plasmas ist. Diese Annahme ist in erster Näherung durchaus gerechtfertigt; bei feinerer Betrachtungsweise werden jedoch Schwierigkeiten verdeckt, die unter dem Stichwort "Polarisationsverschiebung" erklärt werden. Die Aufspaltung des statistischen Operators erlaubt somit eine separate Berechnung der Wahrscheinlichkeiten. Es wird sich zeigen, daß ρ_i^a in Gleichung 1.3.3 den atomaren Teil der Autokorrelationsfunktion darstellt, während der restliche Ausdruck die Dynamik beschreibt.

Das Problem der Stark - Verbreiterung läßt eine geschlossene Behandlung nicht zu, da es sich bei den Strahlern und den in der Umgebung befindlichen Störteilchen um ein sehr kompliziertes Vielteilchenproblem handelt. Um trotzdem eine Beschreibung des Stark - Effektes zu ermöglichen, sind eine Reihe von Näherungen erforderlich, die den Gültigkeitsbereich der Theorie beschränken. In einer Näherung werden Zeiträume betrachtet, die groß sind, verglichen mit den charakteristischen Zeiten des Strahlers. In dieser Näherung können die Linien als praktisch ortsfest betrachtet werden. Betrachten wir dagegen kurze Zeiträume, d.h. solche in denen die Wechselwirkungen von Strahlern und Störteilchen bereits vollkommen abgeschlossen sind, erhalten wir die zweite Näherung, die Stoßnäherung.

1.3.1 Quasistatische Näherung

Bewegen sich die Störteilchen in der Umgebung eines Strahlers so langsam, daß die zeitliche Änderung des Störfeldes am Ort des Strahlers kleiner ist als die resultierende Aufspaltung der Stark - Niveaus, so kann die Zeitabhängigkeit des Störfeldes F vernachlässigt werden.

$$1.3.4 \qquad \left|\frac{\dot{F}(t)}{F(t)}\right| \ll |\Delta\omega_{if}(F)|$$

$\Delta\omega_{if}$ gibt die Verschiebung der Stark-Niveaus im elektrischen Feld F gegenüber der ungestörten Position an. Im einfachsten Fall liefert die Störungstheorie für die Stark - Verschiebung eines Niveaus im elektrischen Feld

$$1.3.5 \qquad \Delta\omega_{if}(F) = C_{if}\, F^{n}\,.$$

Der Exponent n gibt an, ob es sich um linearen (n = 1) oder quadratischen Stark - Effekt (n = 2) handelt. Die Stark - Koeffizienten C_{if} sind für wasserstoffähnliche Ionen, bei denen der lineare Stark - Effekt dominant ist, im Mittel darstellbar durch

$$1.3.6 \qquad \tilde{C}_{if} = (3\hbar/2\, meZ)(n_i^2 - n_f^2)\,.$$

Z ist die Kernladung und n_i, n_f sind die Hauptquantenzahlen. Der Zusammenhang zwischen der Elektronendichte N_e und der Stark - Aufspaltung kann für den linearen Stark-Effekt aus Gl.1.3.5 abgelesen werden :

$$1.3.7 \qquad \Delta\omega_{if} \sim F \sim 1/r^2 \sim N_e^{2/3}$$

Da die Aufspaltung proportional zur Feldstärke ist, diese wiederum quadratisch mit dem Abstand zwischen Strahler und Störer abnimmt, folgt aus der Normierungsbedingung

$$\frac{4\pi}{3} r^3 N_e = 1$$

die $N_e^{2/3}$ Proportionalität. Zur weiteren Vereinfachung des Problems wird zunächst nur einmal die Störung betrachtet, die durch das näheste Störteilchen hervorgerufen wird. Dies ist die sogenannte "nächste Nachbar Näherung", welche rein anschaulich dadurch rechtfertigbar ist, daß der näheste Störer den Hauptteil der Störung ausmacht. Die Wahrscheinlichkeit $P(Q)dQ$ kann dann durch $4\pi N_p r^2 dr$ ersetzt werden, welches die Wahrscheinlichkeit angibt einen einzelnen Störer im Abstand r,und r + dr zu finden. Hieraus ergibt sich:

$$1.3.8 \quad L_s(\omega) \sim 4\pi N_p \sum''_{if\alpha} |\langle f|x_\alpha|i\rangle|\, \rho_i^a \exp\left(-\frac{Z_p(Z-1)e^2}{r'kT}\right) \times r'^2 \left|\frac{dr'}{d\omega}\right|$$

N_p bzw. Z_p sind die Dichte bzw. Kernladung der Störteilchen. Da $r \sim 1/\sqrt{\omega}$ ist (siehe 1.3.7) gilt $dr/d\omega \sim 1/\omega^{3/2}$ und schließlich

$$r'^2 \left|\frac{dr'}{d\omega}\right| \sim \frac{1}{\omega^{5/2}} .$$

Das gibt die asymptotische Form des Linienprofils für große $\Delta\lambda$ vom Linienzentrum wieder. Bei Berücksichtigung aller Störteilchen erhalten wir das quasistatische Linienprofil zu:

$$1.3.9 \quad L_s(\omega) = \sum''_{if\alpha} |\langle f|x_\alpha|i\rangle|^2 \rho_i^a W(F)|C_{if}|^{-1}$$

wobei die Wahrscheinlichkeit $P(Q)dQ$ durch die Feldstärkeverteilung $W(F)$ ersetzt wurde.

1.3.1.1 Feldstärkeverteilung

Die ersten Berechnungen zur Mikrofeldverteilung stammen

von Holtsmark (1919). Er betrachtete alle Teilchen in einem Plasma als statistisch unabhängig. Abschirmeffekte durch andere geladene Teilchen sind in diesen Rechnungen nicht berücksichtigt worden. Das Maximum der berechneten Feldstärkeverteilung, Holtsmarksche Normalfeldstärke genannt, ist gegeben durch

$$1.3.1o \qquad F_o = 2.602\ |Z_p e| N_e^{2/3} .$$

Dieser Wert unterscheidet sich fast nicht von dem, den man bei Verwendung der Feldstärke, erzeugt durch einen Störer im mittleren Abstand r_p, erhält:

$$F_o' = 2.599\ |Z_p e| N_e^{2/3}$$

Mit der Definition der reduzierten Feldstärke β

$$1.3.11 \qquad \beta = F/F_o$$

lautet der analytische Ausdruck für die Holtsmark-Verteilung H(β)

$$1.3.12 \quad H(\beta) = \frac{2}{\pi}\,\beta \int_0^\infty \exp\left(-x^{3/2}\right) \sin(\beta x)\, x\, dx .$$

Wird dieser Ausdruck für große β-Werte entwickelt, gilt:

$$1.3.13 \quad H(\beta) \simeq \frac{1.496}{\beta^{5/2}} \left\{1 + \frac{5.107}{\beta^{3/2}} + \frac{14.43}{\beta^3} + \ldots\right\}$$

Die erste Näherung ist wieder die asymptotische Formulierung. Anschaulich sollte das auch der Fall sein, da der naheste Nachbar die größte Störung am Ort des Strahlers erzeugt.

Für spätere Rechnungen ist neben der Holtsmarkschen Normalfeldstärke auch die mittlere Feldstärke von Interesse. Sie folgt aus der Mittelwertbildung der

Holtsmarkverteilung.

$$1.3.14 \qquad \tilde{F}_p \simeq 3.4\, F_o = 8.8\, Z_p\, e\, N_e^{2/3}$$

Eine genauere Mikrofeldverteilung hat Hooper (1966,1968) berechnet. Hierbei sind Abschirmeffekte durch Elektronen mit berücksichtigt worden. In seiner Arbeit gibt Hooper (1966) die Feldstärkeverteilungsfunktion $P(\varepsilon)$ als Funktion der normierten Feldstärke ε für mehrere Parameter a an, der definiert ist als: $a = r/\lambda_D$. λ_D ist die Debye - Länge und r der mittlere Teilchenabstand. Abb. 1.1a und b zeigen diese Darstellung, einmal für einen neutralen Aufpunkt (a) und einen geladenen Aufpunkt (b).

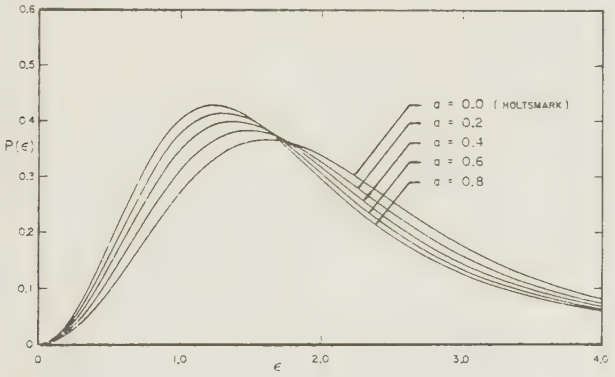


Abb. 1.1 a

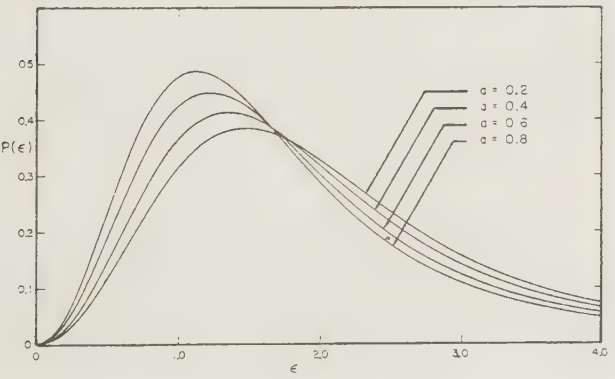


Abb. 1.1 b

Durch die Definition der Debye - Länge ist der Parameter a nur schwach von der Temperatur abhängig. Für die später beschriebenen experimentellen Bedingungen ($N_e = 5 \times 10^{23}\ m^{-3}$, kT = 10 eV) hat a den Wert 0.24.

Im Vergleich zur Holtsmarkschen Feldstärkeverteilung (Abb. 1.1a, a = 0) steigt die Verteilungsfunktion bereits zu kleineren Feldstärken an und zwar umso steiler, je größer der Parameter a ist.Gleichzeitig steigt der Maximalwert der Verteilung. Da aber das Integral über die gesamte Verteilungsfunktion konstant bleiben muß, fällt sie zu größeren Feldstärken entsprechend früher ab. Bei einem geladenen Aufpunkt (1.1b) ist das Verhalten analog.

1.3.2 Die Stoßnäherung

Die Behandlung der Stoßtheorie ist komplementär zur quasistatischen Approximation. Hier ist die Dauer der Störungen klein verglichen mit den charakteristischen Zeiten für den Strahler. Allgemein werden in der Physik Wechselwirkungen zweier Teilchen als Stöße behandelt. Es muß unterschieden werden zwischen den sogenannten starken Stößen, die unter Umständen zur Stoßanregung oder Abregung führen können und den schwachen Stößen. Stöße der letzten Gruppe werden auch oft als Phasenstöße bezeichnet, da sie zwar die Phase stören,aber die Amplitude des atomaren Systems erhalten bleibt.Ein Stoß wird durch die Geschwindigkeit v und den Stoßparameter ρ beschrieben. Die Bedingung für die Gültigkeit dieser Näherung lautet:

$$v/\rho \gg \max(|\Delta\omega|, w)$$

Hierbei bedeuten Δω die Frequenzverschiebung und w die Halbwertsbreite der Verbreiterungsfunktion.

Eine Annahme der Stoßnäherung betrifft die Stärke der Stöße. Man geht davon aus, daß im Mittel die Stöße schwach

sind, also hauptsächlich Phasenstöße vorkommen. Starke Stöße sollen nur hintereinander erfolgen. Die Behandlung der Stoßnäherung ist vergleichsweise zu der der quasistatischen Näherung schwieriger, da hier ein dynamisches Problem vorliegt, was eine zeitabhängige Störungsrechnung erforderlich macht. Aus diesem Grunde werden Zeitentwicklungsoperatoren t, t^+ eingeführt,

$$t(s,0) = \exp\left(-\frac{i}{\hbar} E\, s\right)$$
$$t^+(s,0) = \exp\left(\frac{i}{\hbar} E\, s\right)$$

durch die sich die Autokorrelationsfunktion schreiben läßt als

$$1.3.15 \quad C(s) = \sum{}' \left[\langle i|x_\alpha|f\rangle\langle f|t^+|f'\rangle\langle f'|x_\alpha|i'\rangle\langle i'|t|i\rangle \right]_{av}.$$

In dieser Darstellung sind Zwischenzustände $f \neq f'$ und $i \neq i'$ mit berücksichtigt. Der Dichteoperator ρ_i muß nur berücksichtigt werden, falls die Linienbreite $\hbar\Delta\omega$ nicht mehr vernachlässigbar klein gegen kT ist. Im Heisenbergschen Wechselwirkungsbild lautet der Zeitentwicklungsoperator u:

$$u(s,0) = \exp\left(\frac{i}{\hbar} H\, s\right)\, t(s,0)$$

H ist der ungestörte Hamiltonoperator des strahlenden Atoms bzw. Ions. Zur Berechnung der Linienbreite muß die zeitliche Entwicklung von u berechnet werden; dafür wird eine Differentialgleichung für u abgeleitet. Wir betrachten also die Änderung $\Delta u(s,0)$, die sich nach den Standardrechnungen der Quantenmechanik schreiben läßt als:

$$\Delta u = \{u(s+\Delta s,0) - u(s,0)\} = u(s+\Delta s,s)\, u(s,0) - u(s,0)$$
$$= \{u(s+\Delta s,s) - 1\}\, u(s,0)$$

Da wir einzelne Störungen nicht separat behandeln können,

ist eine Mittelwertbildung der Änderung des Zeitentwicklungsoperators nötig.Unter der Annahme, daß {..} << 1 ist und das beide Faktoren unabhängig voneinander sind,kann die Mittelwertbildung getrennt vorgenommen werden.Da {..} << 1 ist, kann der Ausdruck durch eine Dyson - Reihe angegeben werden:

$$[u(s+\Delta s,s) - 1]_{av} \simeq \sum_j f_j \Delta s \exp(\tfrac{i}{\hbar} H s)\Big[\frac{1}{i\hbar}\int_{-\infty}^{\infty} dx\, U_j'(x) + \Big(\frac{1}{i\hbar}\Big)^2 \int_{-\infty}^{\infty} dx \int_{-\infty}^{x} dy\, U_j'(x)U_j'(y) + ..\Big] \exp(-\tfrac{i}{\hbar}H s).$$

U'ist dabei definiert durch

$$\exp(\tfrac{i}{\hbar} H s)\, U \exp(-\tfrac{i}{\hbar} H s)\, u(s,0) = U'(s)u(s,0).$$

U stellt den Wechselwirkungsoperator dar. An dieser Stelle gehen die bereits erwähnten Annahmen über die Stöße ein und zwar : während der Zeit Δs sind nur ein starker oder viele zeitlich überlappende schwache Stöße erlaubt.Das äußert sich darin ,daß die Stoßfrequenz f_j eingeführt wird.Der in eckigen Klammern stehende Ausdruck wird häufig auch als Störoperator Φ bezeichnet.
Aus Δu/Δs ergibt sich die Zeitentwicklung von u in Form der Schrödinger - Gleichung.

$$1.3.16 \qquad i\hbar \dot{u}_{av} = \exp(\tfrac{i}{\hbar} H s)\, i\hbar\Phi \exp(-\tfrac{i}{\hbar} H s)$$

Rückwärtiges Einsetzen von u liefert

$$1.3.17 \qquad i\hbar \dot{t}_{av} = (H + i\hbar\Phi)t_{av} .$$

Die Rücktransformation der Autokorrelationsfunktion führt schließlich zum Linienprofil:

$$1.3.18 \qquad L(\omega) = -\frac{1}{\pi} \operatorname{Re} \operatorname{Tr}\{\Delta_d(i\omega - \tfrac{i}{\hbar}(H_i - H_f) + \Phi)^{-1}\}$$

Δ_d : Dipoloperator
Falls Φ durch diagonale Matrixelemente darstellbar ist, wird das Linienprofil zu einem Lorentz-Profil.

$$1.3.19 \qquad L(\omega) = \frac{1}{\pi} \frac{w}{(\omega - \omega_o - d)^2 + w^2}$$

ω_o : Frequenz der ungestörten Linie
w : halbe Halbwertsbreite
d : Linienverschiebung

1.3.2.1 Wasserstofflinien

Für Wasserstofflinien beruhen fast alle Berechnungen des Störoperators auf der sogenannten "classical path" Approximation. In dieser Näherung werden gradlinie Bahnen für die störenden Elektronen angenommen. Der Ortsvektor eines solchen Elektrons ist dann gegeben durch

$$\vec{r}(t) = \vec{\rho} + \vec{v}t \quad ,$$

wobei ρ der Stoßparameter ist, gerechnet von der größten Annäherung. Setzt man nun diese Beziehung in die für die Störungstheorie übliche Entwicklung ein

$$V = -e^2 Z_p \sum_i \left\{ \frac{\vec{r}_a \vec{r}_i}{|\vec{r}_i|^3} + \frac{3}{2} \left\{ \frac{(\vec{r}_a \vec{r}_i)(\vec{r}_a \vec{r}_i)}{|\vec{r}_i|^5} - \frac{1}{3} \frac{r_a r_a}{|\vec{r}_i|^3} + \ldots \right\} \right\}$$

$\vec{r}_a$: Ortsvektor Atom → strahlendes Elektron
$\vec{r}_i$: Ortsvektor Atom → i-tes Störteilchen
und integriert über die Zeit, so folgt

$$1.3.20 \qquad \frac{1}{\hbar} \int_{-\infty}^{\infty} U(t)dt = - \frac{\pi}{m\rho v} \left\{ 2 \frac{r_a}{a_o} \cos\theta + \frac{a}{\rho} o \left(\frac{r_a}{a_o} \right)^2 \times \left[2(\cos^2\theta - \frac{1}{3}) + \cos^2\theta' - \frac{1}{3} \right] \right\} .$$

θ ist der Winkel zwischen dem Stoßparameter und dem Orts-

vektor r_a, θ' der zwischen dem Geschwindigkeitsvektor v und dem Vektor r_a. Der Mittelwert dieses Ausdruckes ist gerade gleich Null. Erst Terme höherer Ordnung liefern einen Beitrag. Werden inelastische Stöße sowie die quasistatische Aufspaltung zwischen den Stark - Unterniveaus vernachlässigt, läßt sich der Störoperator Φ berechnen. In dem einfachen Fall der klassischen Bahnen hat die Änderung der Stoßfrequenz df im Bereich $\rho, \rho+d\rho$ und $v, v + dv$ die Form

$$df = N \, d\sigma \, \Delta v \, .$$

Für den Wirkungsquerschnitt σ gilt ferner $d\sigma = 2\pi\rho d\rho$, sowie für die Geschwindigkeit v : $\Delta v = f(v)v \, dv$. Daraus folgt :

$$df = 2\pi \, N \, f(v)\rho \, v \, d\rho \, dv$$

Für die Geschwindigkeitverteilungsfunktion f(v) wird eine Maxwell - Verteilung angenommen.

In der Bestimmungsgleichung von ϕ treten Beschränkungen für den Stoßparameter auf. Die untere Grenze des Stoßparameters

$$\rho_{min} \simeq \frac{(n_i^2 - n_f^2) \, h}{mZv}$$

ergibt sich wiederum aus der Forderung keine zu starken Stöße zuzulassen. Die obere Grenze des Stoßparameters ist durch den Debye - Radius gegeben,

$$\rho_{max} \simeq \rho_D$$

um Abschirmeffekte zu berücksichtigen.

1.3.2.2 Wasserstoffähnliche Ionen

Bei wasserstoffähnlichen Ionen müssen die gradlinigen Bahnen der störenden Elektronen durch hyperbolische Bahnen ersetzt werden. Für einfachgeladene Störteilchen erhält man analog zum Wasserstoff

$$1.3.21 \quad \frac{1}{\hbar}\int_{-\infty}^{\infty} U(t)dt = -\frac{m}{\hbar(Z-1)}\,\vec{r}_a\{\vec{v}(\infty)-\vec{v}(-\infty)\} - \frac{3}{2}\frac{e^2}{\hbar}\,r_a^2\int\frac{\cos\theta'' - 1/3}{|\vec{r}(t)|^3}\,dt.$$

Der Winkel zwischen den Vektoren $\vec{r}(t)$ und $\vec{r}_a$ ist θ''. In Gl. 1.3.21 ist die klassische Bewegungsgleichung ausgenutzt worden.

$$\frac{e^2\,\vec{r}(t)}{|\vec{r}(t)|^3} = \frac{m\dot{\vec{v}}(t)}{Z-1}$$

Der erste Term (1.3.21) stellt hierbei den Dipol- der zweite den Quadrupolterm dar. Ähnliche Betrachtungen wie beim Wasserstoff führen zum Stoßoperator Φ. Die untere Grenze des Stoßparameters ρ'_{min} gibt Griem für wasserstoffähnliche Ionen an zu:

$$\rho'_{min} \simeq \{\pi\sqrt{5}\,(Z-1)Z/2(n_i^2 - n_f^2)\}^{1/3}\,\rho_{min}$$

ρ_{min} ist hierbei der minimale Stoßparameter wie er für den Wasserstoff berechnet wird.

Betrachtet man beispielsweise die Lyman α - Linie von He II, ergibt sich ein um 40 % größerer Stoßparameter bezogen auf ρ_{min}. Für die später noch zu besprechende Paschen α - Linie des einfach ionisierten Heliums beträgt die Änderung nur 10 %. Der maximale Stoßparameter ist wieder durch den Debye - Radius gegeben.

1.3.2.3 Verbreiterung von nicht wasserstoffähnlichen Ionenlinien.

Die weiteren Betrachtungen gelten für Linien von höher ionisierten nicht wasserstoffähnlichen Ionen. Bei Mehrelektronensystemen tritt auf Grund der fehlenden Entartung der Energieniveaus der quadratische Stark - Effekt auf, d.h. die Verbreiterung solcher Spektrallinien erfolgt durch Elektronenstöße. Berechnungen von Linienprofilen solcher nicht wasserstoffähnlicher Ionen liegen z.Zt. nur für einzelne Linien vor.

Ausgangspunkt für die Berechnung der Halbwertsbreite einer isolierten Ionenlinie ist der Ausdruck von Baranger (1958)

$$W = N \{v(\sum_{i'} \sigma_{i'i} + \sum_{f'} \sigma_{f'f})\}_{av} + W_{el} \quad , \tag{1.3.22}$$

wobei man Linien als isoliert bezeichnet, wenn ihre Halbwertsbreite kleiner ist, als der Abstand zu den Störniveaus. W ist die volle Halbwertsbreite der Linie in Einheiten der Winkelgeschwindigkeit; N die Elektronendichte. $\sigma_{j'j}$ sind die Wirkungsquerschnitte für die entsprechenden Stöße. W_{el} gibt den Anteil der Verbreiterung durch elastische Stöße an.

Der in geschweiften Klammern stehende Ausdruck wird über die Geschwindigkeitsverteilung der Elektronen gemittelt. Mit Hilfe der Bethe - Relation (Bethe (1930)) können die Wirkungsquerschnitte ausgedrückt werden durch :

$$\sigma_{j'j} = \frac{8\pi}{3} \lambda\!\!\!^{-2} R^2_{j'j} \frac{\pi}{\sqrt{3}} g$$

In dieser Gleichung ist $\lambda\!\!\!^{-}$ die reduzierte de Broglie - Wellenlänge, $R^2_{j'j}$ das Quadrat der Radialfunktion in Einheiten des Bohrradius. g ist der Gaunt - Faktor. Diese Betrachtungsweise transformiert die Bestimmung der Wirkungsquerschnitte in eine Berechnung der Gaunt - Faktoren,

die sich aus theoretischen Rechnungen und experimentellen Ergebnissen zu einer semiempirischen Größe zusammensetzen. Die Größenordnung der Gaunt - Faktoren ist eins.
Beiträge von elastischen Stößen zu $\sigma_{j',j}$ können nach Griem (1968) bei hohen Elektronentemperaturen vernachlässigt werden. Betrachtet man dagegen kleine Elektronentemperaturen, ist dies nicht möglich. Unterhalb des Schwellwertes verwendet Griem diesen für den inelastischen Wirkungsquerschnitt. Der gleiche Autor gibt für die volle Halbwertsbreite einer Ionenlinie folgende semiempirische Formel an:

$$1.3.23 \quad W = N \frac{8\pi \hbar^2}{3\, m^2} \left(\frac{2m}{\pi kT}\right)^{1/2} \frac{\pi}{\sqrt{3}} \left[\sum_{i'} R^2_{i',i}\, g\left(\frac{E}{\Delta E_{i',i}}\right) + \sum_{f'} R^2_{f',f}\, g\left(\frac{E}{\Delta E_{f',f}}\right) \right]$$

$\Delta E_{j',j}$: Energiedifferenz zwischen dem Niveau j und j'
E : mittlere Energie des störenden Elektrons ($E = \frac{3}{2}kT$)

$$g(x) = \begin{cases} 0.2 & \text{für } x \leq 2 \\ 0.24, 0.33, 0.56 & \text{für } x = 3, 5, 10 \\ 0.98, 1.33 & \quad\quad 30, 100 \end{cases} .$$

Ist die Bedingung $E/\Delta E_{j',j} \leq 2$ erfüllt, vereinfacht sich Gleichung 1.3.23 zu

$$\left(\frac{W}{nm}\right) = 4.11 \times 10^{-32} \frac{N}{(m^{-3})} \frac{\lambda^2/(nm)}{\sqrt{kT/(eV)}} (R^2_{ii} + R^2_{ff})$$

mit $$R^2_{jj} = \sum_{j'} R^2_{j',j} \simeq \frac{1}{2}\left(\frac{n^*_j}{Z}\right)^2 \{5n^{*2}_j + 1 - 3l_j(l_j + 1)\} .$$

l_j ist die Drehimpulsquantenzahl, n^* die effektive Hauptquantenzahl, Z die Ladung des Ions. Eine Näherungsformel zur Bestimmung von n^* lautet (Heckmann et al.(1980)) :

$$n^* = \left(- R\delta^2/T_{n,l} \right)^{1/2}$$

Die Rydbergkonstante ist durch R abgekürzt. Der Termwert wird durch $T_{n,l}$ dargestellt. Die Größe δ erhält man aus der Nebenbedingung $\delta = Z - (n - 1)$. In diesem Fall ist n die Zahl der Elektronen. Für neutrale Atome ist $Z = n$ und daher δ gleich 1; für einfach ionisierte Atome ist $\delta = 2$ usw. Ionen haben im allgemeinen kleinere Quantendefekte $(n - n^*)$ als neutrale Atome. Bei Termen mit $l \geq 2$ verkleinert sich ebenfalls dieser Defekt. Eine neuere Formel zur Abschätzung der Halbwertsbreite von isolierten Ionenlinien gibt Griem (1974) an, bei der zusätzliche Stoßeffekte mit berücksichtigt sind. Um eine Konfusion in der Notation zu vermeiden, ist an dieser Stelle die volle Halbwertsbreite W angegeben.

1.3.24
$$W \approx 6\pi N\left(\frac{2m}{kT\pi}\right)^{1/2}\left(\frac{\hbar}{mZ}\right)^2 n^{*2}\left[\frac{l+1}{2l+1}\left(n^{*2}-(l+1)^2\right)\right.$$
$$\times \ln\{5-\frac{4.5}{\sqrt{Z}}+\xi_{l,l+1}^{-1}\left[1+\frac{kT\,n^{*2}}{E_H(Z-1)Z}\right]^{-1}\}$$
$$+\frac{l}{2l+1}(n^{*2}-l^2)\ln\{5-\frac{4.5}{\sqrt{Z}}+\xi_{l,l-1}^{-1}\times$$
$$\left[1+\frac{kT\,n^{*2}}{E_H(Z-1)Z}\right]^{-1}\}+\frac{n^{*2}}{3}+\frac{n^{*2}}{3}\frac{kT}{E_H}\left(1+\frac{kT}{E_H}+\frac{Z^2}{n^{*4}}\right)^{-1}$$
$$+\frac{1}{9}\left(n^{*2}+3l^2+3l+11\right)\times\ln\{1.4+\left(\frac{kT}{E_H}\right)^{3/2}\times$$
$$\left.\frac{n^{*3}}{(Z-1)Z^2}\left[1+\frac{kT\,n^{*2}}{E_H(Z-1)Z}\right]^{-1}\}\right]$$

mit
$$\xi_{l,l'}=\frac{(Z-1)e^2}{m\,v^3}\omega_c$$

Für ω_c ist das Maximum von $\{|\omega_{l,l'}|, \omega_{pe}, \omega_F, \Delta\omega_i\}$ einzusetzen.

$\omega_{l,l'}$: Frequenzabstand zwischen den Niveaus l und l'
ω_{pe} : Plasmafrequenz
ω_F : Feinstrukturaufspaltung
$\Delta\omega_i$: Ionenaufspaltung

Der erste Term und zweite Term in Gleichung 1.3.24 beschreiben die Verbreiterung durch die Stöße mit den benachbarten Niveaus (l+1 und l-1). Term 3 gibt den Anteil der starken Stöße und den der höheren Multipole an. Die inelastischen Stöße ($\Delta n \neq 0$) sind in Term 4 zusammengefaßt. Explizit tritt die Verbreiterung des unteren Niveaus in dieser Gleichung nicht in Erscheinung. Der Anteil kann jedoch bei nochmaliger Verwendung derselben Gleichung unter Berücksichtigung der entsprechenden Niveaus bestimmt werden. Die Gesamtbreite ist dann die Summe aus den Einzelbreiten. Will man die Verbreiterung durch Niveaus mit unterschiedlichen Hauptquantenzahlen mit berücksichtigen, müssen Bates und Damgaard (1949) - Faktoren benutzt werden.

Eine im wesentlichen nach Griem abgeleitete semiempirische Verbreiterungsformel geben Dimitrijević et al (1980) an, die sich jedoch in den Gaunt-Faktoren unterscheidet.

$$1.3.25 \quad W = \frac{8\pi\hbar^2}{3\,m^2}\left(\frac{2m}{\pi kT}\right)^{1/2}\frac{\pi}{\sqrt{3}}N\Bigg[R^2_{l_i,l_i+1}\,\tilde{g}\left(\frac{E}{\Delta E_{l_i,l_i+1}}\right) + R^2_{l_i,l_i-1}\,\tilde{g}\left(\frac{E}{\Delta E_{l_i,l_i-1}}\right) + R^2_{l_f,l_f+1}\,\tilde{g}\left(\frac{E}{\Delta E_{l_f,l_f+1}}\right) + R^2_{l_f,l_f-1}\,\tilde{g}\left(\frac{E}{\Delta E_{l_f,l_f-1}}\right) + \sum_{i'}(R^2_{ii'})_{\Delta n\neq 0}\,g\left(\frac{3kTn^{*3}}{4Z^2E_{H_i}}\right) + \sum_{f'}(R^2_{ff'})_{\Delta n\neq 0}\,g\left(\frac{3kTn^{*3}}{4Z^2E_{H_f}}\right)\Bigg]$$

Für Stöße, bei denen sich die Hauptquantenzahl nicht ändert gibt Kobzev (1971) am Schwellwert folgenden Gaunt - Faktor an:

$$g = 0.9 - 1.1/Z$$

Unter Verwendung dieser Bedingung kann der effektive Gaunt-

Faktor geschrieben werden als :

$$\tilde{g}(x) = 0.7 - 1.1/Z + g(x)$$

Die Radialfunktionen in Gl 1.3.25 lassen sich ausdrücken zu

$$R^2_{l,l'} \simeq \left(\frac{3n^*}{2Z}\right)^2 \frac{\max(l,l')}{2l+1} \{n^{*2} - \max^2(l,l')\} \phi^2$$

$$\sum_{j'} (R^2_{jj'})_{\Delta n \neq 0} \simeq \left\{\frac{3n^*}{2Z}\right\}^2 \frac{1}{9}(n^{*2} + 3l_j^2 + 3l_j + 1).$$

Der Korrekturfaktor ϕ ist für Stöße von $\Delta n=0$ Übergängen gleich eins; er ist in der Literatur tabelliert (Bates et al (1949) und Oertel et al (1968)).

Gleichung 1.3.25 setzt sich ähnlich wie die von Griem zusammen. Die ersten beiden Terme geben die Verbreiterung durch Stöße mit den oberen benachbarten Niveaus (l+1) und (l-1), die zwei nächsten die des unteren Zustandes an, sofern ein Niveau (l+1) bzw. (l-1) überhaupt vorhanden ist. Die Terme fünf und sechs geben den Verbreiterungsanteil, der durch inelastische Stöße ($\Delta n \neq 0$)des oberen bzw. unteren Niveaus zustande kommt.

Starke Stöße und höhere Multipole treten in dieser Beziehung nicht auf. Betrachtet man hohe Temperaturen ($3\ kT/(2\Delta E) > 50$) so wird der Gaunt - Faktor berechnet aus

$$\tilde{g}_{j'j} = g_{j'j} = \frac{\sqrt{3}}{\pi}\left\{\frac{1}{2} + \ln\left[\frac{2ZkT}{n_j^{*2}\,\Delta E_{j'j}}\right]\right\}$$

Für $\Delta E_{j'j}$ ist, wie in Gl. 1.3.24, $\hbar\omega_c$ einzusetzen. Dies gilt ebenfalls für Gl 1.3.25. Die Definition von g für hohe Temperaturen geschieht in Übereinstimmung mit der Hochtemperaturgrenze von Griem (1962).

Zur Bestimmung des Gaunt - Faktors für den inelastischen Teil in 1.3.25 wird $\Delta E_{n,n+1}$ berechnet durch

$$\Delta E_{n,n+1} \simeq \frac{2Z^2}{n^{*3}} E_H \quad .$$

Hier wird die Tatsache ausgenutzt, daß die Energiedifferenz zwischen den Niveaus n und (n+1) kleiner ist als die zwischen den Niveaus n und (n-1). Die Wahrscheinlichkeit für Stöße zwischen Zuständen mit unterschiedlichen Hauptquantenzahlen ist aber umgekehrt proportional der Energiedifferenz.

Rechnungen, die auf alle Linien anwendbar sind, unterliegen einigen rigorosen Vereinfachungen. Zum einen wird die innere atomare Struktur des Ionens weitgehend vernachlässigt. Dies bedeutet u.a., daß der Stoßparameter genügend groß sein muß, damit Resonanzen zwischen Strahler und Stoßpartner keine Rolle spielen. Zum anderen wird an die Umlaufsgeschwindigkeit der Elektronen am Ion die Bedingung gestellt, daß sie sehr klein gegen die Geschwindigkeit der stoßenden Elektronen ist. Wie der Vergleich zwischen Theorie und Experiment zeigt, ist die Bornsche Näherung erst hier eine gute Approximation. Die Bedingung an die Umlaufsgeschwindigkeit wird um so fraglicher, je höher die Kernladung des Ions ist, da mit wachsendem Z der Bahnradius abnimmt.

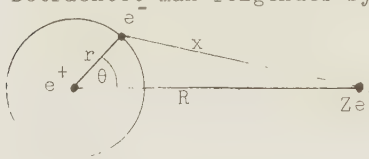
Will man nun exerimentelle Daten mit theoretischen Rechnungen vergleichen, so können numerische Linienprofile für neutrale und einfachionisierte Atome der Literatur entnommen werden. Ein umfangreiches Tabellenwerk ist von Griem (1964,1974) erstellt worden. Einige Halbwertsbreiten von Spektrallinien mehrfachionisierter Atome sind in der Literatur z.B. bei Dimitrijević et al (1980, 1981) zu finden.

Bei den experimentellen Untersuchungen von Linienprofilen zeigen die beobachteten Spektrallinien teilweise neben einer Linienverbreiterung auch Asymmetrien bzw. Linienverschiebungen, die nicht von der beschriebenen Theorie berücksichtigt sind.Zusätzliche Effekte können daher einen Einfluß auf Linienprofile haben.

1.4 Effekte höherer Ordnung

In der bisher behandelten Theorie ist praktisch immer nur der Dipolterm der Störungsrechnung betrachtet worden. Terme höherer Ordnung, wie beispielsweise der Quadrupolterm, können jedoch von Bedeutung sein. Sholin (1969) sowie Demura und Sholin (1975) behandeln in ihrer quasistatischen Theorie neben den Quadrupolwechselwirkungen auch Beiträge gleicher Ordnung, wie z.B. den quadratischen Stark - Effekt sowie Korrekturen der Übergangswahrscheinlichkeiten von unterschiedlichen Stark - Komponenten.

Betrachtet man folgendes System,



$x^2 = R^2 + r^2 - 2Rr\cos\theta$

so kann für das Potential des Elektrons im elektrischen Feld eines einfach geladenen Kerns und einem z-fach geladenen Störteilchen das Potential geschrieben werden als:

$$1.4.1 \qquad V(r) = Ze^2 \left(\frac{1}{R} - \frac{1}{\sqrt{R^2 + r^2 - 2Rr\cos\theta}}\right)$$

Eine Entwicklung in Legendre - Polynome liefert

$$1.4.2 \qquad V = -\frac{Ze^2}{R} \sum_{k=1}^{\infty} \left(\frac{r}{R}\right)^k P_k(\cos\theta) \ ,$$

welches die Form hat wie

$$1.4.3 \qquad V = \lambda^2 V^{(2)} + \lambda^3 V^{(3)} + \lambda^4 V^{(4)} + \ldots . \ .$$

λ ist definiert als $n^2 a_o R^{-1}$: Es ist die Größe nach der in der folgenden Störungstheorie entwickelt wird. Der erste Term stellt die Dipolwechselwirkung, der zweite die Quadrupolwechselwirkung usw. dar. Für Wasserstoff sind die

Eigenwerte in nullter bzw. erster Näherung im homogenen elektrischen Feld E bekannt:

1.4.4
$$F^{(2)}_{n_1 n_2 m} = E^{(0)}_{n_1 n_2 m} + \lambda^2 E^{(2)}_{n_1 n_2 m}$$

$$= -\frac{1}{2n^2} - \frac{3n(n_1-n_2)Z}{R^2}$$

Die parabolischen Quantenzahlen n_1 und n_2 gehorchen der Bedingung

$$n_1+n_2+|m|+1=n \quad .$$

Term eins beschreibt die üblichen Eigenwerte, wogegen der zweite Ausdruck die Stark - Aufspaltung wiedergibt. Unter Berücksichtigung von Termen höherer Ordnung (Quadrupolterm) in der Störungsrechnung, lauten die Eigenwerte

1.4.5
$$F^{(3)}_{n_1 n_2 m} = F^{(2)}_{n_1 n_2 m} + \lambda^3 E^{(3)}_{n_1 n_2 m}$$

$$\lambda^3 E^{(3)}_{n_1 n_2 m} = -\frac{Zn^2}{3R^3}\{6(n_1-n_2)^2 - n^2 + 1\} \quad .$$

Mit Hilfe dieser Betrachtungen ist es möglich die Frequenz der einzelnen Stark - Komponenten zu berechnen. Sie lauten für einen Übergang $n \to n'$

$$\Delta\omega_k = \frac{3Ze^2a}{2\pi R^2} \circ \Delta_k(R)$$

mit
$$\Delta_k(R) = \Delta^d_k + \frac{a}{R} \circ \Delta^q_k$$

bzw.
$$\Delta^d_{n_1 n_2 m, n'_1 n'_2 m'} = n(n_2-n_1) - n'(n'_2-n'_1)$$

$$\Delta^q_{n_1 n_2 m, n'_1 n'_2 m'} = \frac{1}{3}(n^4 - n^2 - 6(n_1-n_2)^2 n^2 - n'^4 + n'^2 + 6(n'_1-n'_2)^2 n'^2) \quad .$$

Für die relativen Intensitäten der Komponenten folgt

$$I_k(R) = I_k^{(0)} \left(1+\frac{a}{R}\circ \varepsilon_k^{(1)}\right).$$

Die Größe a ist tabelliert (Sholin (1969)). Diese Betrachtungen erlauben es die relativen Intensitäten sowie den Frequenzabstand der einzelnen Stark - Komponenten zu berechnen. Würde man solche Quadrupoleffekte nicht mit berücksichtigen, so ergibt sich ein in ω symetrisches Linienprofil.

Der Einfluß des Quadrupoleffekts sowie Terme gleicher Ordnung ist am Beispiel der P_α - Linie des Wasserstoffs in Abb. 1.2 dargestellt.

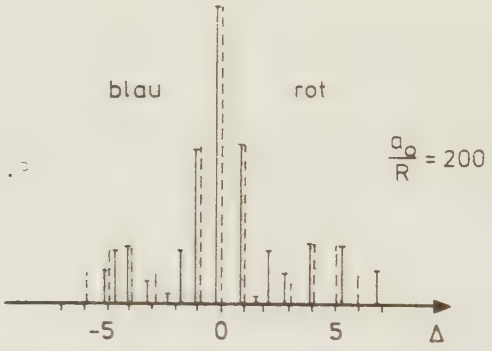


Abb. 1.2

Die gestrichelten Linien stellen die ungestörten Stark - Komponenten dar, so wie sie mit der statischen Theorie berechnet werden. Die durchgezogenen Striche geben die Stark - Komponenten unter Berücksichtigung der beschriebenen Effekte wieder. Die drei stärksten Komponenten sind zu längeren Wellenlängen verschoben, wogegen die restlichen Komponenten eine Verschiebung zu beiden Frequenzrichtungen aufweisen. Zusätzlich ist die Intensität der langwelligen Stark - Komponenten geringfügig höher als die der Kurzwelligen.

Weitere Effekte, die zu einer Verschiebung von Spektrallinien führen können, sind die Plasmapolarisation (PPV)

(Griem (1974)) sowie Beiträge durch nahe (Yamamoto et al (1980,1982)) und entfernte Stöße (Griem (1983)). Je nach dem, um welche Linien es sich handelt, werden die Spektrallinien zu kleineren oder größeren Wellenlängen verschoben. In einem folgenden Kapitel werden wir über Linienprofilmessungen der Paschen (α, β) - Linien von Helium II berichten und diese Ergebnisse mit den Untersuchungen von Pittman et al (1983) vergleichen. Da diese Autoren die gemessenen Linienverschiebungen auf Plasmapolarisationseffekte zurückführen und zu den anderen erwähnten Beiträgen nur wenige Abschätzungen existieren, wird auf eine weitere Diskussion dieser Effekte verzichtet.

Eine ausführliche Beschreibung der PPV ist von Volonte´ (1978) veröffentlicht worden. Das physikalische Bild ist das folgende: Teilchenkorrelationen im Plasma bewirken, daß die Quasineutralität im Plasma für Raumbereiche kleiner als der Debye - Radius r_D auch im Zeitmittel nicht erhalten bleibt. Für Abstände r von einem Ion, die kleiner sind als der Debye - Radius existiert ein Überschuß an negativer Ladung, d.h. eine Polarisation. Dieser Überschuß erstreckt sich bis in die Hülle des Ions. Die negativen Ladungen schirmen die Kernladung teilweise ab, so daß die Bindungsenergie der Hüllenelektronen kleiner wird. Aufgrund der größeren Bahnradien werden angeregte Hüllenelektronen stärker als nichtangeregte beeinflußt. Spektrallinien positiv geladener Ionen sollten daher eine Wellenlängenverschiebung aufweisen. Nach Pittman et al (1980) gilt für wasserstoffähnliche Ionen der Ladung Z bei einem Übergang von einem Niveau n_i in das Niveau n_f mit der Wellenlänge λ:

$$1.4.6 \qquad \frac{\Delta\lambda}{\lambda}^{PPV} = \frac{5(Z-1)}{4Z} \left\{ a_o \frac{n_i}{Z} \frac{n_f}{r_D} \right\}^2$$

$\Delta\lambda^{PPV}$ ist die durch die Plasmapolarisation verursachte Linienverschiebung. Der Debye - Radius ist definiert durch :

$$r_D = \left(\frac{kT}{4\pi e^2 (N_e + \sum_i N_i Z'^2_i)} \right)^{1/2}$$

Z'_i gibt die Nettoladung der Plasmaionen an.
An Hand dieser Gleichungen zeigt sich, daß die Plasmapolarisationsverschiebung proportional dem Quotienten aus Elektronendichte und Temperatur ist.

Frühere Rechnungen zur PPV lieferten meistens Frequenzverschiebungen zu kürzeren Wellenlängen. Pittman et al berücksichtigten im Gegensatz zu diesen Modellen Wechselwirkungen der gebundenen Elektronen mit dem polarisierten Plasma, die sich ausserhalb der Bohrschen Bahnen befinden. Dies führt beispielsweise zu einer "Netto" - Rotverschiebung des P_α-Übergangs vom ionisierten Helium.

2. Experiment

Um Plasmen hoher Teilchendichte zu erzeugen, werden gepulste Gasentladungen verwendet. Wir haben in den letzten drei Jahren eine neue Entladungsart entwickelt (Finken et al (1981,1982a)), die einige wesentliche Vorteile bietet:

a) Interessierende Spektrallinien werden nur vom zentralen Teil des Plasmas emittiert, in dem sich die zu untersuchenden Ionen befinden.

b) Das Plasma hat keine kalten Randschichten, daher tritt keine Reabsorption bei Resonanzlinien auf.

c) Das Plasma ist relativ homogen in Elektronendichte und Temperatur. Eine Abel-Inversion zur Bestimmung des lokalen Linienprofils entfällt.

d) Elektronendichte und Temperatur sind unabhängig vom zugesetzten Testgas. Sie sind über einen großen Parameterbereich einstellbar.

e) Das "Testplasma" vollführt keine makroskopische Bewegung. Daher tritt keine zusätzliche Doppler - Verschiebung auf.

Im Prinzip handelt es sich bei dieser Lichtquelle, der wir den Namen "Gas-Liner-Pinch" gegeben haben, um einen Z-Pinch. Der entscheidende Unterschied liegt jedoch im Gaseinlaßsystem. Während bei konventionellen Anlagen das Gas stationär eingefüllt wird, pulsen beim Gas-Liner-Pinch (GLP) zwei unabhängig voneinander arbeitende schnelle elektromagnetische Ventile zwei Gasströme ins Entladungsgefäß. Ein Gasstrom wird als konzentrischer Hohlzylinder, mit einem Aussendurchmesser von 8 cm, ein zweiter entlang der Achse eingelassen. Hierdurch können zwei unterschiedliche Gassorten unter verschiedenen Drücken gewählt werden. Dem äußeren Gasstrom haben wir den Namen Arbeitsgas gegeben, da er weitgehend die Plasmabedingungen wie Elektronendichte und Temperatur bestimmt.

Eine Prinzipskizze der Anlage ist in Abb. 2.1 dargestellt. Die Kondensatorenbank C mit einer Kapazität von

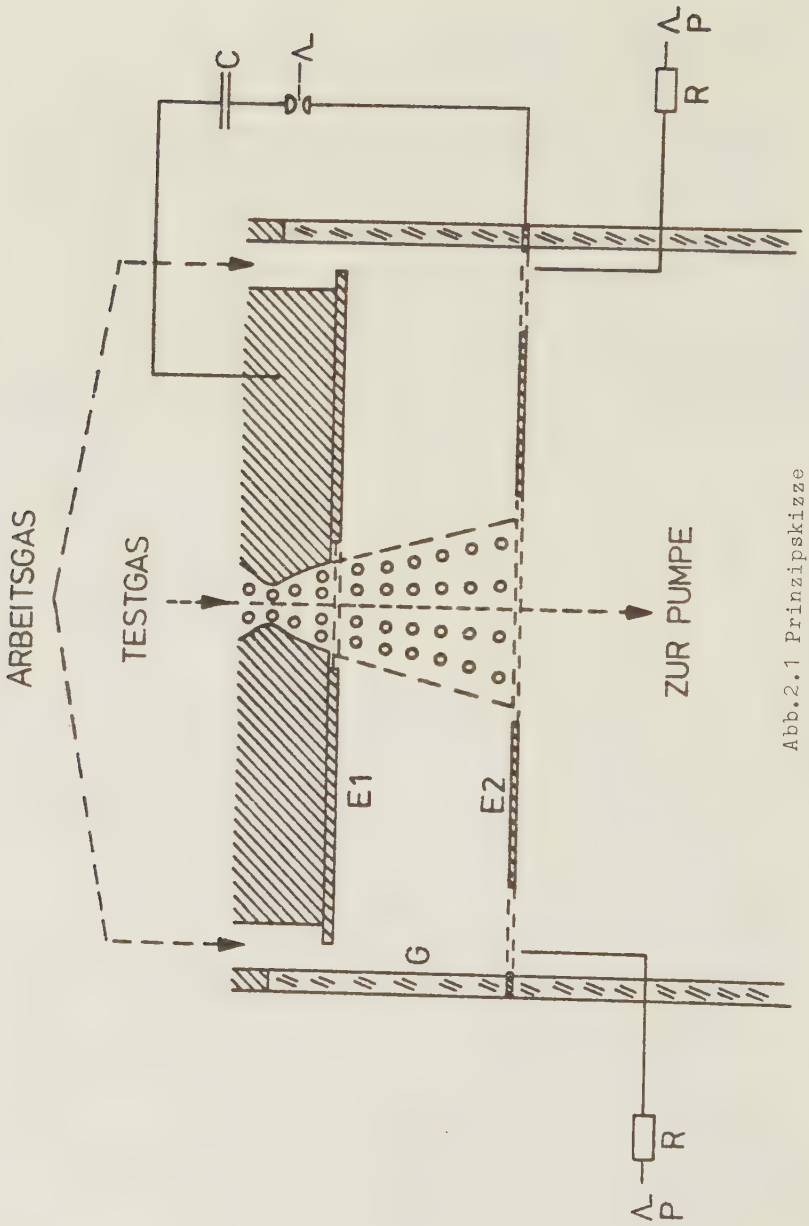


Abb.2.1 Prinzipskizze

6 µF speichert bei einer Ladespannung von 20 kV eine Energie von 1.2 kJ. Die Kondensatoren werden mit Hilfe von Funkenstrecken über die Elektroden E_1 und E_2 entladen. E_1 ist so geformt, daß ein homogener Gaseinlaß gewährleistet ist. Die untere Elektrode E_2 besteht teilweise aus VA-Maschendraht. Hierdurch wird ein gutes Abpumpen erreicht. Bessere Reproduzierbarkeit der Entladung sowie günstigere Zündbedingungen bewirken eine Vorionisierung V. Ein Kondensator von 50 nF wird mit einer Spannung von ca. 15 kV geladen und über 50 ringförmig angeordnete Nadeln, die mit je einem 2 kΩ Entkoppelwiderstand versehen sind, gegen die Elektrode E_2 entladen. Das hierbei erzeugte UV-Licht und die freien Elektroden gelangen durch den Maschendraht zwischen die beiden Elektroden und bewirken eine gute Vorionisierung des einströmenden Arbeitsgases. Experimentell hat sich eine Zeitverzögerung von 2 µs bis 10 µs zwischen Vorionisierung und Zündung der Hauptentladung bewährt. Die Glaswand G ist für die Entladung nicht unbedingt erforderlich, jedoch für eine bessere Langzeitreproduzierbarkeit von Vorteil.

Rogowski - Signale zeigen eine Schwingungsperiode von 2.5 µs für die Entladung.

2.1 Äußerer Gaseinlaß

Das Arbeitsgas wird optimal an die äußere Energieversorgung angekoppelt. Findet die Kompression des Plasmas in der zweiten Halbwelle des Entladungsstromes statt, haben die Elektronen eine maximale Energieankoppelung. Den Zeitpunkt der Kompression des Plasmas kann man durch Variation des Ausgangsfülldruckes bestimmen. Bei vorgegebener Geschwindigkeit kann durch die Wahl unterschiedlicher Gassorten die kinetische Energie des Plasmas verändert werden. Vergleicht man beispielsweise Wasserstoff mit Xenon, so sollte sich auf Grund der höheren Masse des Xenons die kinetische Energie (Plasmatemperatur) entsprechend erhöhen. Messungen von Shiloh et al (1978) sowie Stallings et al (1979), welche für

ihre Untersuchungen ein "Gas-Puff" Experiment benutzten, bestätigen dies. Auch bei unserer Anlage zeigten erste Messungen mit Argon als Arbeitsgas Plasmatemperaturen von ca. 3 keV, gemessen mit Zweifolienabsorptionsmethode (Jahoda et al (1960)). Verwendet man hingegen Wasserstoff, was später noch diskutiert wird, erhält man eine Plasmaenergie von ca. 10 eV. Dies zeigt, daß die Plasmatemperatur über einen Bereich von einigen eV bis in das keV Gebiet einstellbar ist. Die Elektronendichte kann, wie bei konventionellen Z-Pinchen, durch Variation des Ausgangsfülldruckes eingestellt werden. Erfahrungen mit solchen Anlagen (Zwicker (1963), Böhnlein (1966)) zeigen, daß je nach Energiedichte der Anlage Fülldrücke im Bereich von 100 mTorr bis in den Torr - Bereich nötig sind. Aus diesem Grund befindet sich in ca. 3 cm Entfernung unterhalb der Elektrode E_2 ein Staupunkt; zwischen den Elektroden kann hierdurch mit der gleichen Gasmenge ein höherer Druck aufgebaut werden. Die Auswirkungen des Staupunktes auf die Gasverteilung werden in Kapitel 2.4 diskutiert.

2.2 Axialer Gaseinlaß

Durch den zweiten Gaseinlaß wird das zu untersuchende Gas (Testgas) in die Entladungskammer eingelassen. Die Anordnung ist so gewählt, daß es entlang der Achse einströmt und durch die untere Elektrode effektiv abgepumpt wird. Hierdurch wird vermieden, daß sich das Testgas unerwünscht weit im Entladungsgefäß ausbreitet. Diese spezielle Konstruktion führt zu den Besonderheiten (Kapitel 2 a - e), da sich das Testgas nicht bis zum Rand hin radial ausbreitet. Untersuchungen von Resonanzlinien (z.B. Bertschinger (1980)) zeigen bei hohen Elektronendichten eine Selbstumkehr im Zentrum der Spektrallinien, die durch kalte Randschichten des Plasmas hervorgerufen werden. Erste Messungen an unserer Entladung zeigen jedoch bei der Lyman α -

Linie des Wasserstoffs keine solche Reabsorption (Finken et al (1981)).

Verglichen mit der Gasmenge des Arbeitsgases, beträgt die Testgasmenge nur wenige Prozent.

Ein wichtiges Kriterium für das Funktionieren der Anlage ist, daß der Elektrodenabstand klein gegen den Durchmesser des Entladungsgefäßes ist.

2.3 Einfluß von Vorionisierung und Glaswand

Wie bereits erwähnt, läßt sich der Gas-Liner-Pinch auf verschiedene Weisen betreiben. Das Experiment ist so konstruiert, daß ein Elektrodenabstand bis zu 5 cm gewählt werden kann. Es läßt sich mit oder ohne Glaswand (Abb. 2.1) benutzen. Für erste Untersuchungen der Lichtquelle wurde ein Elektrodenabstand von 2 cm gewählt und die Entladung ohne Glaswand erzeugt. Es zeigte sich, daß eine kräftige Vorionisierung erforderlich ist, um eine reproduzierbare Entladung zu erhalten. Eine kreisförmig angeordnete Kette von Nadeln, die über Widerstände von einem Kondensator entkoppelt waren, erwies sich bei uns als optimale Lösung. Nachdem wir zu Beginn der Untersuchungen Stickstoff als Arbeitsgas verwendeten, haben wir für weitere Messungen Wasserstoff als Arbeitsgas benutzt, da hier Elektronentemperaturen von ca. 10 eV erzeugt werden. Diese Temperatur ist für die noch zu besprechenden Untersuchungen wünschenswert.

Eine scharfe Randbedingung für das Arbeitsgas stellt die Glaswand dar, was sich durch eine bessere Reproduzierbarkeit der Entladung bemerkbar macht. Ähnlich wie bei normalen Z-Pinchentladungen bilden sich an der Glaswand sogenannte "Streamer" aus (Finken (1983)), die das Zünden der Entladung erleichtern. Erfahrungen mit konventionellen Z-Pinchen haben uns gezeigt, daß das Glas eine Länge von 25 - 50 cm haben sollte, damit die Entladung reproduzierbar wird. Im Falle des Gas-Liner-Pinches sollte der Abstand der Elektroden wegen der auftretenden Diffusion des

Testgases nicht zu groß gewählt werden. Daher ist man trotz Verwendung einer Glaswand auf eine gute Vorionisierung angewiesen, denn bei zu kleiner Glaslänge ist die Streamerzahl nicht ausreichend groß.In den folgenden Kapiteln werden Messungen vorgestellt, bei denen eine Glaswand zwischen die Elektroden E_1 und E_2 eingefügt wurde. Während der Testphase betrug der Elektrodenabstand 2 cm (Kapitel 3), später aus Gründen der Langzeitreproduzierbarkeit 5 cm (Kapitel 4 - 9).

2.4 Messung des Ausgangfülldruckes

Arbeits- sowie Testgas werden durch zwei schnell öffnende elektromagnetsiche Ventile in die Entladungskammer eingelassen. Damit ein möglichst homogener Gasstrom beider Gassorten gewährleistet ist, müssen die Gase von den Ventilen durch Kanäle geführt und verteilt werden. Kenntnis über die Zeitdauer zwischen dem Öffnen des Ventils und Erreichen des Gases zwischen den Elektroden machen eine zeitaufgelöste Druckmessung erforderlich. Konventionelle Ionisationsmanometer, die in einem Druckbereich von 10^{-1}Torr bis zu 10^{-8}Torr arbeiten, gestatten nur eine Zeitauflösung im Bereich von einigen Sekunden und kommen daher für unsere Anwendung in der Form nicht in Frage. Valsamakis (1966) zeigt jedoch, daß es möglich ist, solche Meßröhren zu zeitlich aufgelösten Messungen zu gebrauchen. Der Vorteil von kommerziellen Ionisationsmanometern ist die aufwendige Elektronik zur Heizstrom- und Versorgungsspannungsstabilisierung. Um diesen Vorteil nicht zu verlieren, haben wir ein Gerät von Leybold (IM 10) verwendet, jedoch mit dem Unterschied, daß der Ionenfänger vom Versorgungsgerät getrennt wurde und anstatt dessen über ein Koaxialkabel von ca. 40 cm Länge, abgeschlossen mit einem 68 kΩ Widerstand, an ein Oszilloskop gekoppelt wurde (Abb. 2.2).

Der Widerstand bildet mit der Koaxialleitung einen

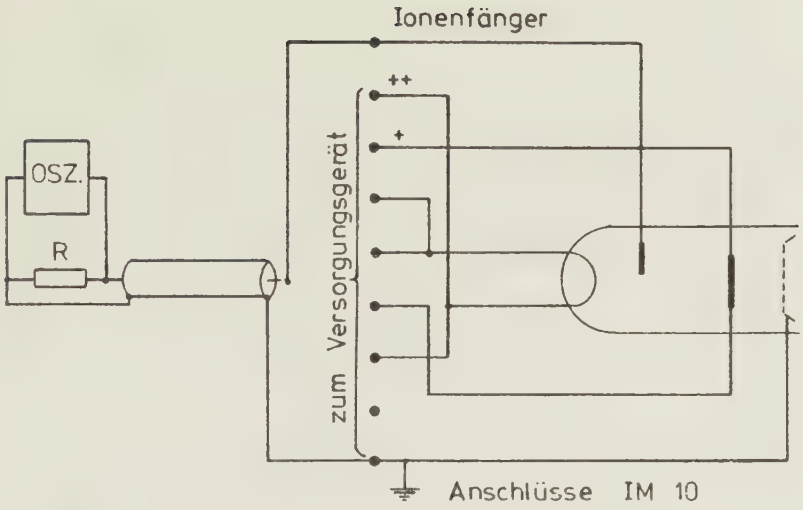


Abb. 2.2 Schematischer Aufbau

RC-Kreis, der die zeitliche Auflösung der Messung bestimmt. In dem vorliegenden Fall beträgt sie ca. 20 µs. Die Kalibrierung der Sonde erfolgte stationär. An Stelle des Oszillographen wird dann die am Meßkopf anliegende Spannung mit einem empfindlichen Voltmeter gemessen. Bei gleichzeitiger Verwendung eines zweiten kalibrierten Ionisationsmanometers erhält man die Eichung (Abb. 2.3).

Hier ist der Druck des Gases als Funktion der Spannung am Meßkopf für Stickstoff wiedergegeben, da laut Datenblatt die Druckanzeige für Stickstoff geeicht ist.Bei Verwendung anderer Gase muß die Anzeige des Ionisationsmanometers mit einem Korrekturfaktor behaftet werden. Über drei Dekaden ist, wie aus Abb. 2.3 zu sehen, die Abhängigkeit für Druck und Spannung linear. Zusätzlich wurde sichergestellt, daß bei konventioneller Nutzung der Messröhre diese und das zur Kalibrierung verwendete Ionisationsmanometer unter

gleichen Bedingungen den gleichen Druck anzeigt.

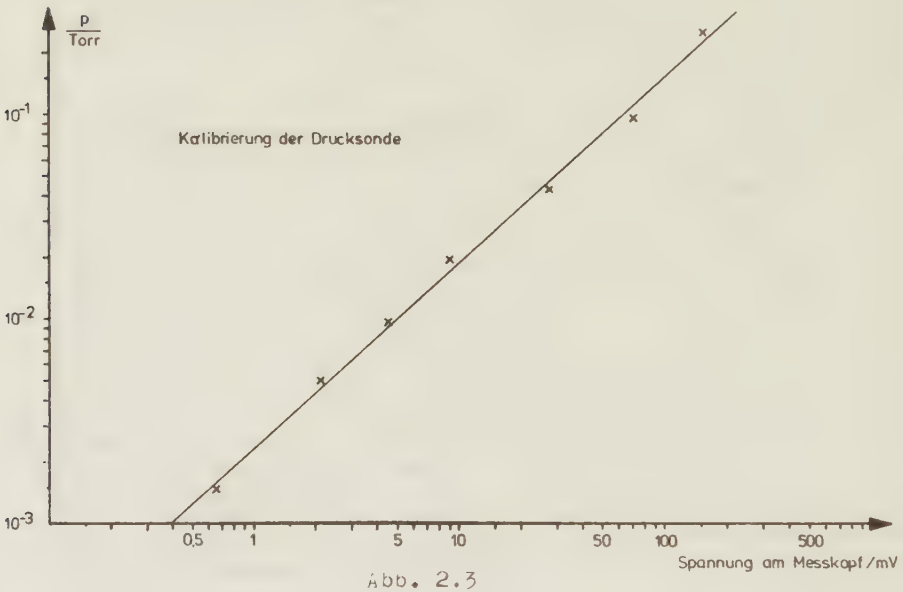


Abb. 2.3

Die eigentliche Messung wurde folgendermaßen durchgeführt: Zu Beginn wird die Sonde an eine Position ca. 2 cm unter den äußeren Gaseinlaß gebracht. In dieser Stellung haben wir das zeitliche Druckverhalten von verschiedenen Gasen bei unterschiedlichen Primärdrücken im Ventil gemessen. Abbildung 2.4 zeigt eine Reihe solcher Oszillogramme. Die am linken Bildrand aufgeführten Ausgangsfülldrücke haben nur einen relativen Aussagewert, da der Druck im Entladungsgefäß sehr stark vom Vorratsvolumen abhängt. In unserem Fall beträgt das Volumen ca. 100 mm^3.
Aufgetragen sind die gemessenen Drücke als Funktion der Zeit für verschiedene Gassarten. Der Anstieg des Messsignals ist für einen Druck von 2 bar im Vorratsgefäß sehr langsam, was auf einen Übergang zur molekularen Strömung schließen läßt. Für hohe Ausgangsfülldrücke ist

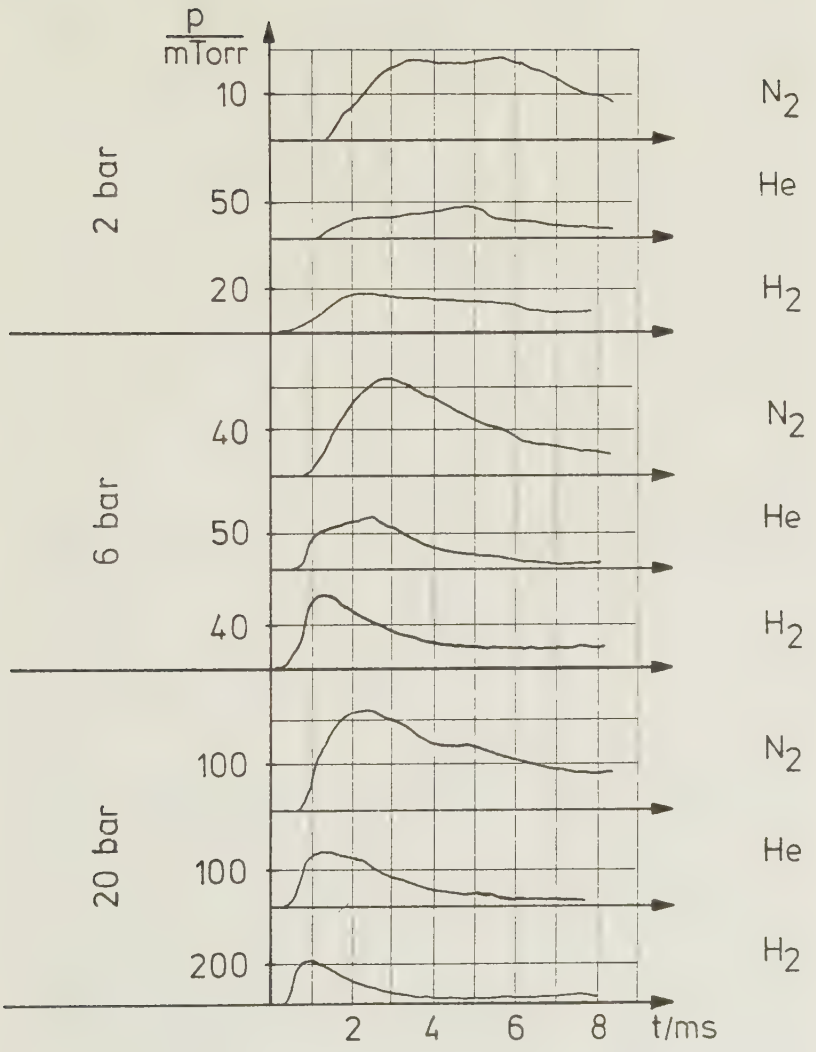


Abb. 2.4 Druckverhalten

dagegen ein steiler Anstieg des Druckes zwischen den Elektroden zu beobachten. Bei allen drei Drücken im Vorratsvolumen hängt die Strömungsdauer bis zum Erreichen der Sonde, wie erwartet, von der Masse der gewählten Gassorte ab. Wird die Sonde anschließend unter den axialen Gaseinlaß plaziert, ähneln sich die Meßsignale. Der wesentliche Unterschied liegt in der Zeitspanne bis zur Ankunft an der Meßröhre. Für spätere Messungen hat sich ein zweites Verfahren zur Bestimmung des Öffnungszeitpunktes des Testgasventils als sehr nützlich erwiesen. Hierzu wird der für andere Untersuchungen bereits vorhandene spektroskopische Messaufbau (siehe Abb. 4.1) genutzt.

Wird am Monochromator eine Spektrallinie hoher Intensität des Testgases eingestellt, kann der Öffnungszeitpunkt des Testgasventils durch Beobachtung der Linienintensität optimal bestimmt werden. Für spätere Messungen bot sich dieses Verfahren an, da hierfür keine Umbauten an der Anlage nötig sind und der spektroskopische Messaufbau ohnehin vorhanden war. Zu beachten ist jedoch, daß so wenig Testgas wie nötig in die Entladungskammer eingefüllt wird. Dies erreicht man dadurch, daß eine Zeitverzögerung eingestellt wird, bei der die Spektrallinie noch nicht zu beobachten ist und diese solange verändert, bis die Linie ausreichende Intensität besitzt.

Für die nächste Untersuchung haben wir die Sonde unter dem axialen Gaseinlaß belassen und anstatt Testgas Arbeitsgas in das Entladungsvolumen eingelassen. Wie erwartet, breitet sich das Arbeitsgas aufgrund des erwähnten Staupunktes gleichförmig in der Entladungskammer aus. Wesentlich für das Funktionieren der Anlage ist jedoch, daß das Testgas nicht bis zum äußeren Gaseinlaß vordringt. Aus diesem Grunde wurde die Sonde erneut unterhalb des äußeren Gaseinlaßes plaziert und die Gasmenge gemessen, die in dieser Position vom Testgaseinlaß hervorgerufen wird. Abbildung 2.5 zeigt ein solches Oszillogramm im Vergleich mit dem unter der axialen Position detektierten Meßsignals.

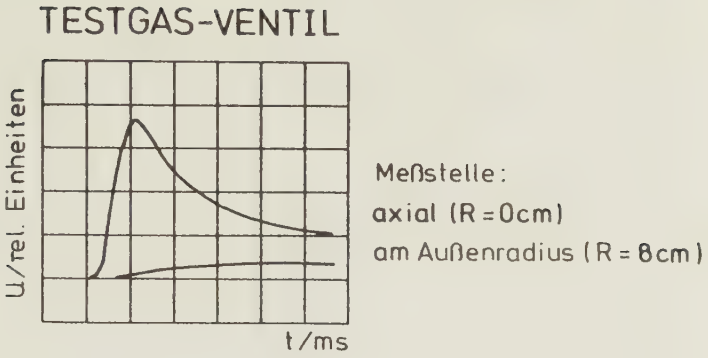


Abb. 2.5

Es ist offensichtlich, daß während der steilen Anstiegsflanke praktisch kein Testgas zur äußeren Meßstelle strömt. Die später noch beschriebene spektroskopische Untersuchung der Gasverteilung bestätigt dieses Ergebnis.

2.4.1 Grenzen des Verfahrens

Trotz der sehr guten Reproduzierbarkeit der Oszillographensignale, die zu 95 % angegeben werden kann, dürfen diese Ergebnisse nicht überschätzt werden. Die geometrische Größe der Sonde kann durch einen Zylinder mit einem cm Durchmesser und ca. 2 cm Länge angenähert werden. Durch diese Dimension ist die räumliche Auflösung nur mäßig. Ebenfalls tritt eine Behinderung des Gasflusses durch die Sonde auf.

Die beschriebene Messung soll nur zum Verständnis der Anlage beitragen. Exakte Informationen, inwieweit sich Testgas und Arbeitsgas während des Pinchvorganges durchmischen bzw. verteilen, wird in Kapitel 7 ausführlich beschrieben.

3. Doppelbelichtungsholographie

Um Kenntnis über die wichtigsten Plasmaparameter wie Elektronentemperatur, Elektronendichte und Durchmesser der komprimierten Säule zu gewinnen, gibt es neben spektroskopischen Meßverfahren die Möglichkeit diese Parameter, mit Ausnahme der Temperatur, durch Interferometrie zu gewinnen. Jahoda et al (1964) führten solche Messungen an einem 570 kJ Θ - Pinch mit Hilfe eines Mach-Zehnder-Interferometers aus. Wir haben uns aus mehreren Gründen während der Testphase der Anlage einer speziellen Art der Interferometrie bedient, der Doppelbelichtungsholographie. Zum einen entfallen die sehr hohen Qualitätsansprüche bzgl. optischer Komponenten wie z.B. Fenster, da eventuelle Inhomogenitäten der Komponenten sich bei der zweifachen Belichtung aufheben. Weiterhin wirkt sich vorteilhaft aus, daß die Intensitäten von Referenzstrahl und Objektstrahl nicht sehr exakt aufeinander abgestimmt werden müssen. Selbst eine Überbelichtung der Filmplatte wirkt sich nicht nachteilig aus, da die gesamte Information in einem Phasenhologramm gespeichert bleibt und somit die Schwärzung der Platte chemisch gebleicht werden kann. Ein Nachteil der Doppelbelichtungsholographie soll jedoch nicht verschwiegen werden. Nach Belichtung der Filmplatte muß die ganze Entwicklungs- und Bleichprozedur vollzogen werden, bevor ein Bild sichtbar wird, wogegen man bei anderen Interferogrammen die Information mit einer Sofortbildkamera sichtbar machen kann.

Ein wesentlicher Vorteil interferometrischer Messungen gegenüber vielen anderen Verfahren besteht darin, daß während nur einer Entladung Elektronendichte und Plasmaradius bestimmt werden können. Statistische Schwankungen liegen somit nicht vor. An die mit Laserstrahlung durchgeführte Interferometrie wird die Anforderung gestellt, daß die zeitliche Dauer des Laserpulses klein sein muß, verglichen

mit der Pinchdauer des Plasmas. Nur so ist gewährleistet, daß zeitliche Integrationseffekte keinen Einfluß auf die Meßergebnisse haben. Sind zeitaufgelöste Meßdaten erforderlich, ist man auf die Reproduzierbarkeit der Entladung angewiesen.

3.1 Anwendungsbereich der Doppelbelichtungsholographie (Jahoda et al (1972), Smith (1969))

Bevor auf den Meßaufbau und die Ergebnisse der Interferometrie eingegangen wird, sollen noch einige Bemerkungen zur Anwendbarkeit am Beispiel der Rubinlaserinterferometrie erfolgen.

Betrachtet man ein vollionisiertes Plasma, so gilt für die Streifenverschiebung:

$$3.1 \qquad P = \int_0^L (\mu - 1)\,\frac{dl}{\lambda}$$

L ist die durchstrahlte Plasmalänge, dl ein Wegelement, λ die Laserwellenlänge. Der Brechungsindex μ des Plasmas hängt im wesentlichen von der Elektronendichte ab. Über die Dispersionsrelation ergibt sich für die Streifenverschiebung pro Beobachtungslänge, die bei Verwendung eines Rubinlasers (λ=694.3 nm) in einem Plasma erzeugt wird

$$3.2 \qquad p = \frac{n_e L}{3.2 \times 10^{23}}$$

n_e ist die Elektronendichte in m^{-3}.
Wird ein anderer Laser benutzt, kann Gleichung 3.2 auf die entsprechende Laserwellenlänge umgerechnet werden. Abbildung 4.1 zeigt den Anwendungsbereich der Rubinlaserinterferometrie. Aus ihr wird ersichtlich, daß die gemessene Streifenverschiebung nicht direkt die Elektronendichte

sondern die Liniendichte liefert.Bei symmetrischen Dichteverteilungen kann aber durch Anwendung einer Abel-Inversion der lokale Dichteverlauf bestimmt werden.

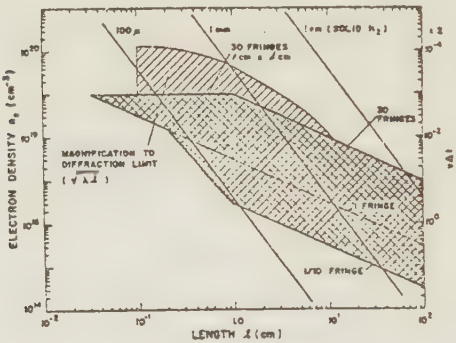


Abb. 3.1 (Jahoda et al (1972))

Aufgetragen ist die Elektronendichte als Funktion der Plasmalänge. Für kleinere Plasmalängen als 1 cm wurde hier eine maximale Dichte von 10^{25} Teilchen pro m^3 angenommen, da höhere Dichten bei solchen Dimensionen unrealistisch sind. Oberhalb von einem cm wird die Anwendung bei dieser Dichte schwierig, da hier mehr als 30 Streifenverschiebungen erzeugt werden und meistens die Grenze der Auflösung des jeweiligen Systems erreicht werden.

Bei kleinen Elektronendichten muß das Plasma eine ausreichende Ausdehnung besitzen, damit eine genügend große Streifenverschiebung sichtbar wird. Bei einer Elektronendichte von 10^{22} m^{-3} muß bereits das Plasma eine Länge von 3o cm in Strahlrichtung haben, damit eine Streifenverschiebung erzeugt wird. Bei Bruchteilen einer Verschiebung ist zu beachten, daß das Auflösungsvermögen des Filmmaterials genügend

groß ist. Eine Möglichkeit, das Meßverfahren zu beeinflussen, besteht in der Wahl des Lasers, da die Empfindlichkeit des Meßverfahrens direkt proportional zur einfallenden Laserwellenlänge ist. Bei Verwendung eines CO_2-Lasers (λ = 10.6 µm) erhöht sich die Empfindlichkeit bei gleichem $n_e L$ um ca. den Faktor 15 verglichen mit einem Rubinlaser.

3.2 Meßaufbau

Als monochromatische Lichtquelle stand uns ein Neodym - Yag - Laser (Quantel, Serie 481) zur Verfügung. Die Frequenzverdoppelte Grundmode liefert Licht der Wellenlänge λ=532 nm während einer Zeitdauer von 5 ns (Datenblatt). Schematisch ist der Meßaufbau in Abb. 3.2 dargestellt. Der Spiegel S_2 ist so justiert, daß das reflektierte Licht unter einem kleinen Winkel auf ein Prisma P fällt. An diesem Prisma wird das Laserlicht in Objekt - und Referenzstrahl geteilt. Durch ein Neutralglasfilter F_1 wird der Objektstrahl auf die gewünschte Intensität gebracht und anschließend durch das Linsensystem L_1-L_2 aufgeweitet und parallele Strahlung erzeugt. Vor dem Eintrittsfenster des Entladungsgefäßes konnte wahlweise eine Mattscheibe angeordnet werden, die das Laserlicht im Entladungsvolumen diffus macht. Das Eintritts- und Austrittsfenster der Anlage besteht aus fünf ca. 1 cm^2 großen quadratischen Öffnungen, die durch ca. 2 mm dicke Stege des Rückleiters unterbrochen sind.Hierdurch sollte ein möglichst homogener Stromfluß erhalten bleiben. Die Linsen L_4 und L_5 bilden die Pinchachse über die Spiegel S_4 und S_5 auf eine Photoplatte ab. Das Filter F_2, welches zwischen der Linse L_5 und der Photoplatte angebracht wurde, ist ein Interferenzfilter, das die Strahlung des Plasmas abblocken sollte. Da die räumliche Ausdehnung des Laserstrahls größer sein muß als die des Plasmas, ist er auf 5 cm im Durchmesser aufgeweitet.

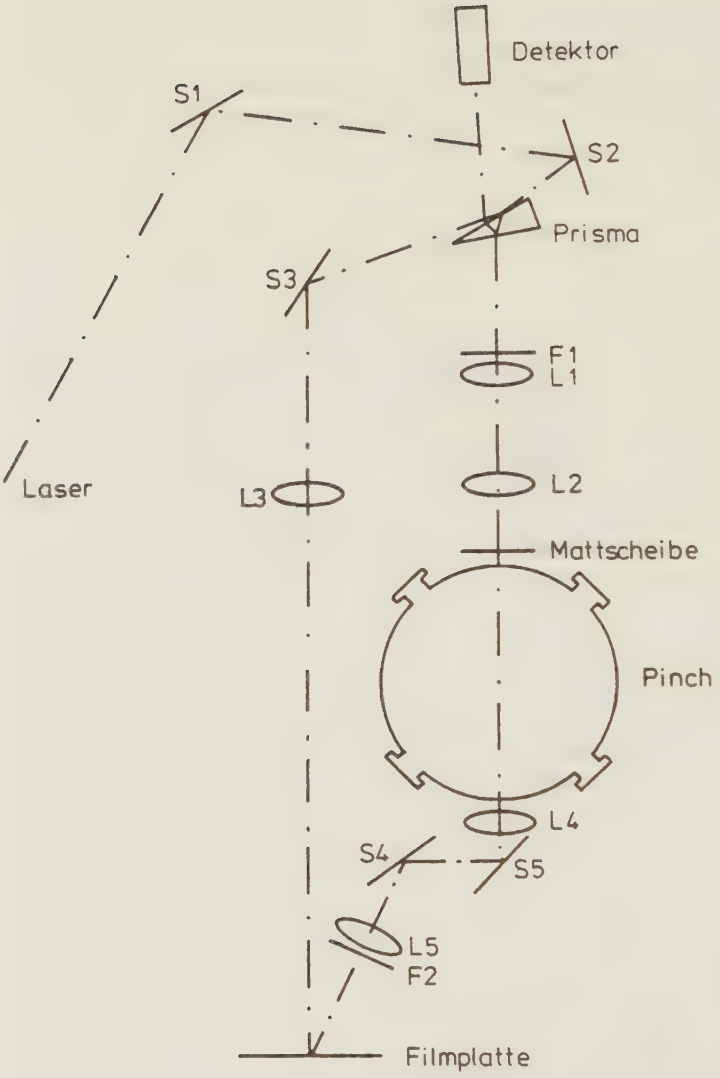


Abb. 3.2 Meßaufbau

Der Referenzstrahl wird über den Spiegel S_3 mit der Linse L_3 auf die Filmplatte so abgebildet, daß er mit dem Objektstrahl gut überlappt.

Kritisch hat sich die geringe Kohärenzlänge des Neodym-Lasers von nur ca. 1 cm bei dieser Anordnung bemerkbar gemacht. Hierdurch ist eine möglichst präzise Justierung notwendig. Kleine optische Wegdifferenzen zwischen Objekt- und Referenzstrahl lassen sich gut mit planen Glasquadern ausgleichen, die in einen der beiden Strahlengänge gebracht werden. Zur zeitlichen Korrelation des Laserlichtes dient eine schnelle Fotodiode vom Typ FND 100 (EG&G), die über einen Lichtleiter von einer Reflexion des Laserlichtes am Prisma beleuchtet wird.

3.3 Praktische Durchführung

Die Aufnahme des Hologramms erfolgt in zwei Schritten. Zunächst wird die Fotoplatte mit der beschriebenen Meßanordnung einmal belichtet. Durch minimale Verkippung des Spiegels S_3 erhält man nach nochmaliger Belichtung durch Interferenzeffekte ein Hintergrundstreifenmuster. Die Zahl der Streifen hängt von der Verstellung des Spiegels S_3 ab. Während des eigentlichen Meßvorganges verfährt man wie beschrieben, nur mit dem Unterschied, daß die zweite Belichtung in Anwesenheit des Plasmas stattfindet. Durch die Brechungsindexänderung des Plasmas erhält man in diesem Bereich Streifenverschiebungen.

Die reproduzierbare Verstellung des Spiegels S_3 ist kein triviales Problem, da er nur um Bruchteile eines Grades verstellt werden darf. Ein konstruktiv sehr einfaches Verfahren beschreiben Jahoda et al (1972), welches in Abb. 3.3 skizziert ist.

Fließt ein Strom durch den Widerstandsdraht, so dehnt er sich auf Grund der durch den Strom erzeugten Wärme aus. Hierdurch kann sich die Kompressionsfeder entspannen.

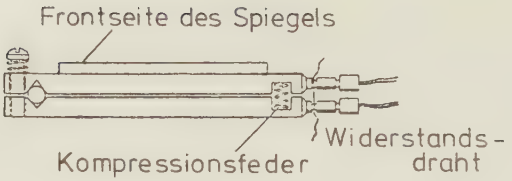


Abb. 3.3 Spiegelhalterung

Der Spiegel verstellt sich minimal. Wird der Stromfluß unterbrochen, kühlt der Draht ab und schrumpft wieder auf die alte Größe. Die Feder wird komprimiert und der Spiegel gelangt in seine Ausgangsstellung. Der Grad der Verstellung kann mit der Stromstärke variiert werden.

In Kapitel 3.2 ist eine Mattscheibe erwähnt worden, die die Aufgabe hat, das Laserlicht im Entladungsvolumen diffus zu streuen. Der Vorteil eines solchen diffusen Hologramms besteht darin, daß beim rekonstruierten Bild hinter die Rückleiterstäbe an den Fenstern geblickt werden konnte und somit keine Streifenverschiebung hinter diesen Stäben verborgen bleibt. Nachteilig wirkt sich die geringere Intensität und der schlechtere Kontrast des Hologramms aus. Während Hologramme ohne Diffusor bereits bei weißem Licht sichtbar waren, konnten Hologramme mit Mattscheibe nur nach anschließender Rekonstruktion mittels eines Helium - Neon-Lasers erzeugt werden.

Als Filmplatten verwendeten wir den Typ 10 E 56 der Firma Agfa - Gevaert. Der Hersteller gibt für diesen Typ eine Auflösung von 2800 Linien pro mm an. Die Entwicklung der Filmplatte wurde nach den üblichen Verfahren durchgeführt. Die Bleichprozedur erfolgte nach folgendem Verfahren:

1. Die Fotoplatte wird während einer Minute in 5g Kaliumdichromat,gelöst in 5 cm^3 H_2SO_4 und einem Liter Wasser, gebleicht;
2. geklärt in 50g Natriumsulfit und 1g Natriumhydroxyd,gelöst in Wasser.Anschließend erfolgt das Fixieren.

Die Arbeitsbedingungen für den Gas - Liner - Pinch lauteten bei dieser Untersuchung:

Elektrodenabstand: 2 cm
Arbeitsgas: Wasserstoff
Testgas: falls vorhanden Methan

Zur Auswertung der Hologramme wurden die Filmplatten mit einem aufgeweiteten He - Ne - Laser bestrahlt und das rekonstruierte Bild mit einer Sofortbildkamera aufgenommen.

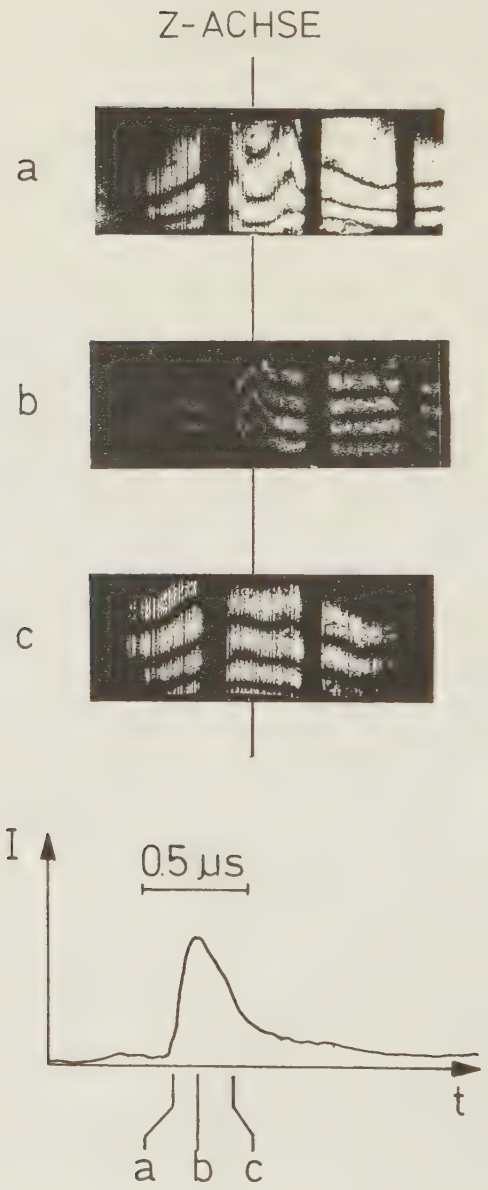
3.4 Meßergebnisse und Diskussion

Eine Serie von drei rekonstruierten Hologrammen zeigt Abb. 3.4. Die Zeitpunkte a, b, c beziehen sich auf den unterhalb abgebildeten Kontinuumverlauf des Plasmas. Bild a zeigt des zur Achse einlaufende Plasma, auf der die Elektronendichte noch klein ist. Etwas außerhalb ist ein Dichteanstieg sichtbar. Der Zeitpunkt der maximalen Kompression wird in Abb. 3.4b wiedergegeben. Man erkennt einen relativ steilen Dichteanstieg. Zu späten Zeiten (Bild c) ist das expandierende Plasma zu sehen. Alle drei Hologramme weisen eine gute Zylindensymmetrie auf.

Interessant war zusätzlich die Frage, ob sich der Dichteverlauf des Plasmas bei Zugabe von Testgas verändert. Ein Vergleich von Hologrammen, die einmal mit und einmal ohne Testgas aufgenommen,wurden zeigt, daß sich weder die Dichte noch die räumliche Verteilung des Plasmas ändert. Dies ist ein erneuter Beweis, daß die Plasmabedingungen nur durch das Arbeitsgas bestimmt werden.

Aus Abb. 3.4. b kann die Elektronendichteverteilung während der maximalen Kompression des Plasmas gewonnen werden. Zu diesem Zweck wurde eine Abel - Inversion nach dem Verfahren von Bockasten (1961) vorgenommen. In Abb. 3.5 ist der so gewonnene Dichteverlauf aufgetragen. Auf der Achse erhält man eine maximale Elektronendichte von $1.5 \times 10^{24}\ m^{-3}$, die mit wachsendem Radius relativ steil abfällt. Der

Abbildung 3.4 Interferogramme



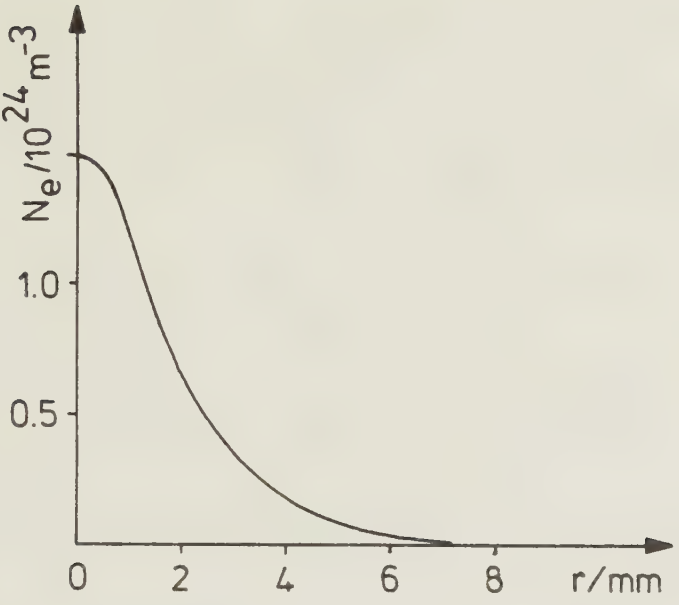


Abb. 3.5 Elektronendichteverteilung
(Finken et al (1983))

Durchmesser der Plasmasäule beträgt ca. 5 mm.

Messung sowie Auswertung der Hologramme sind mit einem kleinen Fehler behaftet, der einerseits auf die Ablesegenauigkeit der Streifenverschiebungen und andererseits auf die Genauigkeit der Abel - Inversion zurückzuführen ist. Insgesamt sollte der Fehler der angegebenen Größen kleiner als 10 % sein.

4. Spektroskopischer Meßaufbau

In den folgenden Kapiteln werden Messungen beschrieben, bei denen Spektrallinien mit Wellenlängen vom Vakuum - Ultraviolett - Bereich bis in den sichtbaren Spektralbereich untersucht wurden.

4.1 Vakuum - Ultraviolett - Bereich

Zur Messung der VUV - Strahlung steht ein Einmeter "normal incidence" - Monochromator vom Typ MC Pherson Modell 225 zur Verfügung. Um eine möglichst hohe Auflösung zu gewährleisten, verwendeten wir ein Konkavgitter mit 2400 Strichen pro mm. Am Austrittsspalt des Monochromators wird das VUV - Licht mit Hilfe eines Szintillators in sichtbares Licht umgewandelt und anschließend mit einem Foto - multiplier vom Typ EMI 9813 QB registriert. Als Szintillatoren dienen p-Therphenyl und Natriumsalyzilat. Der gepulste Gaseinlaß des Experimentes erweist sich hier erneut als Vorteil, da auf aufwendige differenzielle Pumpstrecken, im Gegensatz zu vielen anderen Experimenten, verzichtet werden kann.

Abb. 4.1 zeigt den schematischen Meßaufbau. Der Spiegel S_1 bildet das Plasma verkleinert (1: 3.7) auf den Eintrittsspalt des Monochromators ab. Durch diese Art der Bilderzeugung werden Ablagerungen von Entladungsrückständen am Eintrittsspalt sowie am Gitter weitgehenst vermieden.

Die Spaltbreiten am Ein - und Austrittsspalt betragen 20 µm. Zur Wellenlängeneichung und zur Aufnahme des Apparateprofils des Monochromators eignet sich eine Hinteregger-Lampe (Samson (1967)), die Spektren von neutralen Atomen und teilweise von einfachionisierten Atomen liefert.

Das Apparateprofil läßt sich in erster Näherung gut durch ein Gauß - Profil nähern und hat eine volle Halbwertsbreite von 0.017 nm. Der in Abb. 4.1 skizzierte Plasmamoni-

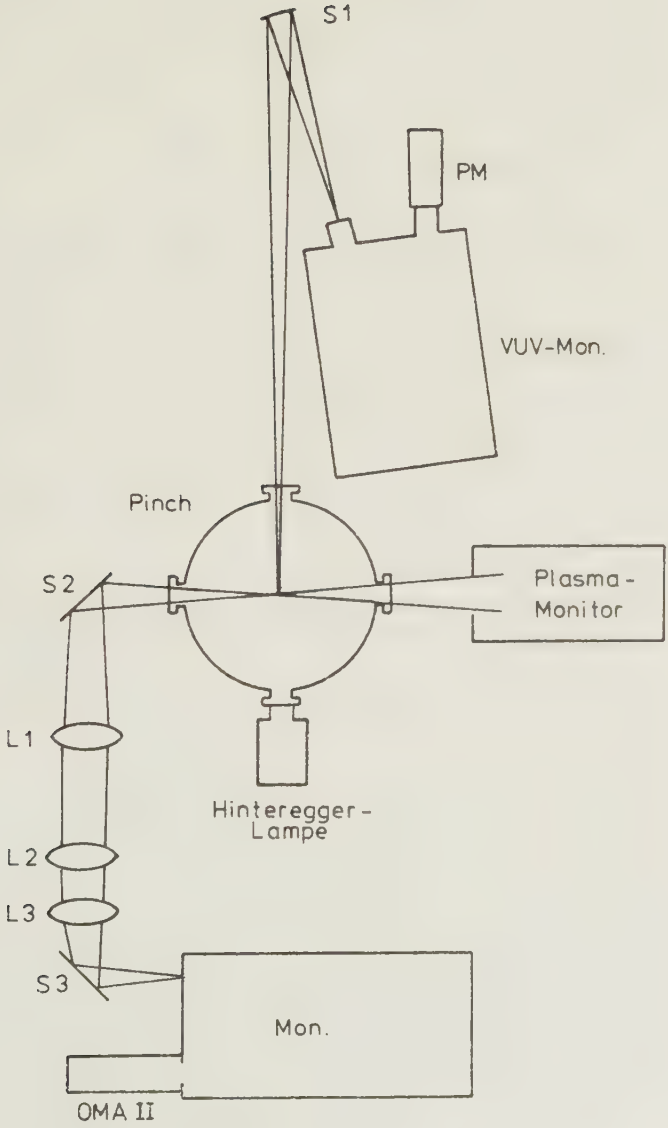


Abb. 4.1
Spektroskopischer Meßaufbau

tor beobachtet Kontinuumlicht im sichtbaren Spektralbereich. Er dient zur zeitlichen Korrelation der Meßsignale und gibt ein Maß für die Reproduzierbarkeit der Entladung an.

4.2 UV - und sichtbarer Spektralbereich

Zur Aufnahme von Spektren im Bereich über 200 nm stand uns ein OMA - II-System zur Verfügung. Der Detektorkopf des Systems (Typ 1420 - 2, EG & G) besteht aus einer Fotokathode und einer Mikrokanalplatte, die über eine Fiberoptik an ein Silicon - Photodiodenarray angekoppelt ist. Durch die sogenannte "proximity focus" - Technik treten keine räumlichen Inhomogenitäten beim gepulsten Betrieb auf. Treffen Photonen auf die semitransparente Photokathode , werden Elektronen ausgelöst, die durch die Spannung zwischen Photokathode und Mikrokanalplatte (MCP) beschleunigt werden. In der MCP bildet sich eine Elektronenlawine, ähnlich wie bei einem Photomultiplier aus, die in Richtung des Phosphorschirmes der MCP beschleunigt werden und ihn anschließend zum Leuchten anregen. Der Phosphorschirm ist über die erwähnte Fiberoptik an das Diodenarray gekoppelt. Zur Reduktion des Dunkelstromes wird das Photodiodenarray mit Hilfe eines Peltier - Elements gekühlt.

Durch die extrem kurze Entfernung zwischen Kathode und Mikrokanalplatte ist nur eine relativ kleine Spannung (-200 V) erforderlich, um den Detektor zu pulsen.Im Gegensatz zu Vidicon - Vielkanalsystemen treten bei diesem System keine nicht linearen Effekte im Pulsbetrieb auf, wie sie von Staerk et al (1981) bei einer Vidicon - Röhre beobachtet wurden. Der Hersteller gibt für unser System folgende technische Daten an:

Auflösung	: Intensität < 70 % für direkt benachbarte Kanäle (25 µm Spalte)
Empfindlichkeit	: 1 count / Photoelektron

Kanalbreite : 25 µm
Aktive Fläche : 2.5 mm Höhe × 18 mm Breite
Pulsbetrieb:
An - Ausverhältnis: $\geq 10^6$ für eine Helium-Neon-Laserlinie
Linearität : im Bereich von 1 - 16000 counts ein % Abweichung

Die spektrale Empfindlichkeit des Detektors zeigt Abb. 4.2.

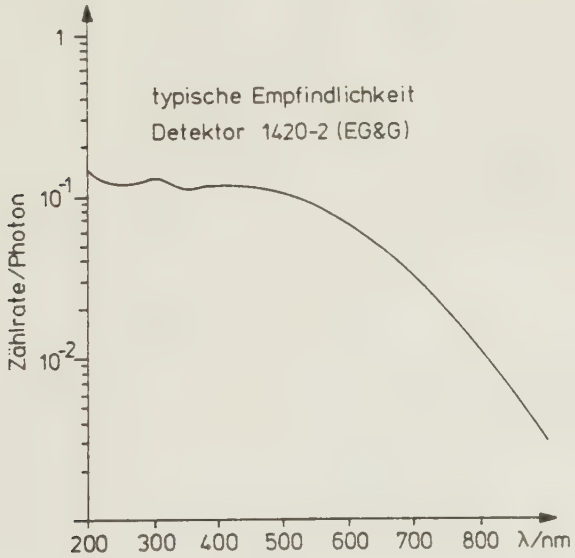


Abb. 4.2 Empfindlichkeitskurve

Das System hat eine typische Empfindlichkeit, die zwischen der einer S 20 und einer S 25 Photokathode liegt. Im Bereich zwischen 200 nm und 500 nm tritt keine nennenswerte Abweichung der Empfindlichkeit auf. Ein zum System gehörender Rechner erlaubt die Datenerfassung. Zur weiteren Datenverarbeitung ist jedoch ein Rechner größerer Kapazität notwendig.

Das Auflösungsvermögen des gesamten optischen Systems,

bestehend aus Monochromator und Detektor, beträgt bei einer Spaltbreite von 50 µm (Eintrittsspalt) 0.1 nm in erster Ordnung des Monochromators. In diesem Fall ist eine gleichzeitige Registrierung von ca. 15 nm mit den 700 Kanälen des OMA II Detektors möglich.

4.3 Entfaltung des Apparateprofils

Eine gemessene Spektrallinie ist immer eine Faltung des Linienprofils mit dem Apparateprofil der benutzten Anordnung, welches durch ein Gauß - Profil angenähert werden kann. Ist die Halbwertsbreite der Linie groß gegen die Apparatebreite, so kann der Einfluß, der durch die Meßanordnung entstehenden Breite, vernachlässigt werden. Ist diese Bedingung nicht erfüllt, muß eine Entfaltung des Apparate- und Meßprofils vorgenommen werden. Für Gauß-Profile kann die Entfaltung folgendermaßen durchgeführt werden:

$$\Delta\lambda_R = \sqrt{\Delta\lambda_M^2 - \Delta\lambda_A^2}$$

$\Delta\lambda_M$ entspricht der gemessenen Halbwertsbreite, $\Delta\lambda_A$ ist die Apparatebreite.

Da die emittierten Linien nicht gaußförmig sind, haben wir die Entfaltung der Spektren im Fourier-Raum vorgenommen, da hier das gemessene Spektrum als Produkt aus wahrem Spektrum mit dem Apparateprofil darstellbar ist. Seitdem die sogenannte schnelle Fourier - Transformation existiert, ist eine mit vernünftigen Rechenzeiten verbundene Anwendung auch mit kleineren Rechnern möglich.

Zur Entfaltung wird im Fourier - Raum das gemessene Spektrum durch das Apparateprofil, welches auch im Fourier-Raum durch eine Gauß-Funktion darstellbar ist, dividiert. Nach anschließender Rücktransformation erhält man das wahre Spektrum. Schwierigkeiten treten beim Rücktransformieren durch die Überlagerung von Nutz - und Rauschanteilen des

Signals auf, da das Rauschen durch das Apparateprofil im Fourier - Raum verstärkt wird. Brault et al (1971) behandeln dieses Problem ausführlich und geben als Lösung ein sogenanntes optimales Filter an. Abbildung 4.3 a zeigt ein Spektrum P_{obs} im Fourier - Raum, welches sich aus einem echten Signal P'_{signal} und einem Rauschanteil P'_{noise} zusammensetzt. Das optimale Filter $\tilde{\phi}$ ist definiert durch

$$\tilde{\phi} = \frac{P'_s(s)}{P'_s(s) + P'_n(s)}$$

und in Abb. 4.3 b dargestellt.

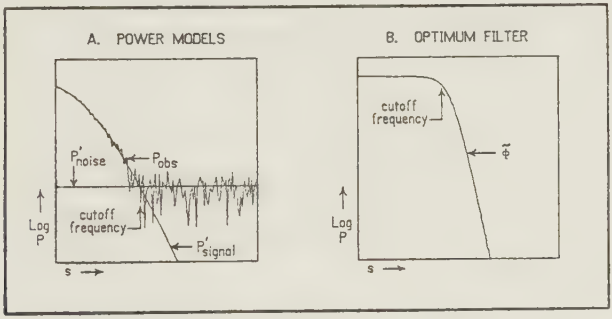


Abb. 4.3 (Brault et al (1971))

Ab der Abschneidefrequenz fällt die Filterfunktion für wachsende s - Werte ab. Hierdurch werden die Hochfrequenten Rauschanteile unterdrückt. Kleine Abweichungen vom wahren Filter wirken sich nach Brault nur durch einen größeren Fehler in der zweiten Ordnung aus.

In den Fällen, bei denen die Apparatebreite nicht gegen die Linienbreite vernachlässigbar war, wurde dieses Filterverfahren angewendet und aus den rekonstruierten Spektren die Halbwertsbreiten der Spektrallinien bestimmt.

5. Temperaturbestimmung

5.1 Theoretische Grundlagen

Für eine Interpretation der Verbreiterung von Spektrallinien ist die Kenntnis der Elektronentemperatur notwendig. Ein gutes Meßverfahren für dichte Plasmen ist beispielsweise die Untersuchung der absolutkalibrierten Kontinuumstrahlung im Infraroten Spektralbereich (Finken et al (1982)), da hier das Plasma als schwarzer Strahler wirkt, d.h. es ist optisch dick.

Weitere spektroskopische Methoden zur Bestimmung der Elektronentemperatur sind neben Untersuchungen von Linienintensität zu Kontinuumintensität das Verhältnis von zwei Linien des gleichen oder unterschiedlichen Ionisationszustandes. Untersucht man das Verhältnis von zwei Linien des gleichen Ionisationszustandes wird die Temperaturbestimmung recht genau, wenn die Energiedifferenz der jeweiligen atomaren Ausgangsniveaus groß gegen die Plasmatemperatur kT ist. Besonders geeignet sind daher Intensitätsverhältnisse von Linien unterschiedlichen Ionisationszustandes desselben Elementes.

Im Falle des lokalen thermodynamischen Gleichgewichtes (LTE), bei dem die Besetzungsdichten durch Stöße bestimmt sind und jeder Prozeß mit seinem inversen Prozeß im Gleichgewicht steht, gilt für ein solches Intensitätsverhältnis

$$5.1 \qquad \frac{I'}{I} = \frac{f' g' \lambda^3}{f g \lambda'^3} \left(4\pi^{3/2} a_o^3 N_e\right)^{-1} \left(\frac{kT}{E_H}\right)^{3/2} \times \exp\left\{ - \frac{E' + E_\infty - \Delta E_\infty - E}{kT} \right\}$$

(Griem (1964)). Die gestrichelten Größen sind die des höheren Ionisationszustandes.

ΔE_∞ : Erniedrigung der Ionisationsenergie E_∞ vom schwächer Ionisierten.

a_o : Bohrradius
g : Statistisches Gewicht
f : Oszillatorenstärke
E_H : Ionisationsenergie des Wasserstoff

Für unser Experiment wurde das Verhältnis von Linien aus Zuständen von CIV und CIII gewählt, weil ohnehin Spektrallinien des Kohlenstoffs vermessen werden sollten.

Als Linien haben wir die Übergänge 5F-6G vom C IV Ion (λ=465.83 nm) und 3S-3P vom C III Ion (λ=464.74 nm) gewählt. Der wesentliche Vorteil dieser Temperaturbestimmung liegt in dem Wellenlängenbereich der Spektrallinien. Einerseits ist durch die geringe Wellenlängendifferenz keine relative Kalibrierung des Meßaufbaus nötig; andererseits bietet sich für uns die Möglichkeit, die Elektronentemperatur mit Hilfe des OMA - Systems während einer einzelnen Entladung zu bestimmen.

Im Kapitel 6 wird anschließend beschrieben, daß bei gleichzeitigem Messen der P_α - Linie von Helium II und den erwähnten Kohlenstofflinien eine Bestimmung von Elektronendichte und Temperatur mittels eines Spektrums möglich wird.

Ein Nachteil der Temperaturbestimmung ist das Vorhandensein einer weiteren C IV - Linie in der Nähe des C III - Überganges. Da jedoch die Intensitätsverhältnisse und die Halbwertsbreiten der C IV Linien bekannt sind, bzw. bestimmt werden können, kann der Störeinfluß der zweiten C IV - Linie berücksichtigt werden. Ein zusätzlicher Vorteil ist die unterschiedliche Breite von C III und C IV - Linien, wodurch eine genaue Trennung der Linienanteile durch eine Überlagerung von Lorentz - Profilen möglich ist.

Das in Gleichung 5.1 geforderte lokale thermodynamische Gleichgewicht kann für diese Kohlenstofflinien fast nie erfüllt werden, da hierzu sehr hohe Elektronendichten ($N_e > 10^{25} m^{-3}$) erforderlich sind. Anwendung des Corona - Gleichgewichtes, d.h. Gleichgewicht zwischen Stoßionisation bzw. Anregung und Strahlungsrekombination, führt unter

Vernachlässigung von ΔE_∞ zu der Gleichung

$$5.2 \qquad \frac{I'}{I} \simeq \frac{f' g' \lambda^3 g}{f g \lambda'^3 g'_o g_o} (4\pi^{3/2} a_o^3 N_e) \left(\frac{E_H}{kT}\right)^{3/2} \frac{SS'}{\alpha\alpha'} \times \exp\left(\frac{E'_\infty - E' + E}{kT}\right).$$

Hier ist g_o das statistische Gewicht vom C III - Grundzustand und g''_o das statistische Gewicht vom C V - Grundzustand. α und α' sind die Rekombinationskoeffizienten, S und S' die Ionisationskoeffizienten für die entsprechenden Zustände. Diese Prozedur ist gerechtfertigt, wenn das obere Niveau der C IV - Linie im partiellen thermodynamischen Gleichgewicht (PLTE) mit den C V - Ionen ist, sowie PLTE zwischen dem oberen Niveau der C III - Linie und dem Grundzustand der C III - Ionen herrscht.

Für Elektronendichten $N_e \leq 10^{23}$ m^{-3} gibt Griem (1964) das Intensitätsverhältnis einer C IV - Linie (λ=253.0 nm) zu einer C III - Linie (λ=229.7 nm), basierend auf den obigen Ausführungen, für einen Temperaturbereich zwischen 5×10^4K und 3×10^5K an.

Fußend auf diese Rechnungen haben wir das Intensitätsverhältnis auf die bereits erwähnten Kohlenstofflinien übertragen. Hierzu ist jedoch die Kenntnis der Oszillatorenstärken erforderlich. Ihre theoretische Berechnung erfolgt nach Oertel et al (1967):
Die Linienstärke S_{ik} von einem Übergang i → k ist definiert durch

$$5.3 \qquad S_{ik} = S_{ki} = R^2_{Linie} R^2_{Mult.} Q^2$$

R_{Linie} ist der Linienfaktor, $R_{mult.}$ der Multiplettfaktor. Der Radialfaktor ist durch Q abgekürzt. Linien- und Multiplettfaktor sind durch folgende Beziehungen gegeben :

$$R^2_{Linie} = (2J+1)(2J'+1)W^2(SJL'1;LJ')$$

$$R^2_{Mult.} = (2l+1)(2l'+1)W^2(L_K Ll'1;1L')$$

Der Index K bedeutet Kern.Die anderen Symbole haben die übliche Bedeutung.$W(j_1 j_2 l_2 l_1; j_3 l_3)$ ist der sogenannte Racah-Koeffizient.Er kann durch 6j - Symbole dargestellt werden,

$$(-1)^{j_1+j_2+l_1+l_2}\, W(j_1 j_2 l_2 l_1; j_3 l_3) = \begin{Bmatrix} j_1 & j_2 & j_3 \\ l_1 & l_2 & l_3 \end{Bmatrix}$$

die in der Literatur (Landolt-Börnstein (1968)) berechnet sind.Der Radialfaktor Q läßt sich schreiben als

$$Q^2 = l_>(4l_>^2 - 1)\sigma^2$$

Der Index$_>$ bedeutet, daß jeweils die größere der beiden Drehimpulsquantenzahlen l zu benutzen ist.σ ist definiert als :

$$\sigma = \frac{1}{Z} F(n_{l_>}, l_>)\, \psi(n_{l_>-1}, n_{l_>} l_>)$$

Die Funktionen F und ψ sind tabelliert bei Bates et al (1949) und Oertel et al (1967).Z ist die Kernladung.
Mit Hilfe der Linienstärke S_{ik} kann nun die Oszillatorenstärke berechnet werden(Wiese et al (1966)).

$$f_{ik} = \frac{30.37}{g_i \lambda_{ik}} S_{ik}$$

Für Multipletts gilt dagegen :

$$f^{mul.}_{ik} = \frac{1}{\lambda_{ik} \sum_{ik} (2J_i+1)} \sum_{J_i, J_k} (2J_i+1)\lambda(J_i, J_k)\, f(J_i, J_k)$$

$\tilde{\lambda}_{ik}$ ist die mittlere Wellenlänge des Multipletts.

Setzt man nun die Linienintensitäten der von Griem (1964) berechneten Kohlenstofflinien mit den von uns betrachteten Linien miteinander ins Verhältnis, ergibt sich ein temperaturabhängiger Korrekturfaktor.

Das Ergebnis der Rechungen zeigt Abb. 5.1. Hier ist das Intensitätsverhältnis der C IV - Linie (λ=465.83 nm) zur C III - Linie (λ=464.74 nm) in Abhängigkeit der Elektronentemperatur dargestellt.

Bedingt durch die Modellannahmen ist dieses Verhältnis streng genommen nur bis zu Elektronendichten von $N_e \leq 10^{23}$ m^{-3} gültig. Wie unsere späteren Dichtemessungen zeigen werden, erreichen wir Dichten von 5.5×10^{23} m^{-3}, für einen Elektrodenabstand von 5 cm.

Aus diesem Grund ist noch eine weitere Abschätzung nötig. Die untere Grenze für die Elektronentemperatur erhält man, wenn sie aus der Saha-Gleichung bestimmt wird, d.h. ein LTE - Plasma vorliegt.
Allgemein gilt :

$$\frac{I'}{I} = \frac{\lambda^3}{\lambda'^3} \frac{g'_i}{g_i} \frac{f'_{ik}}{f_{ik}} \frac{N'}{N}$$

Der Strich kennzeichnet wiederum den höher ionisierten Zustand.N bzw. N' sind die entsprechenden Besetzungsdichten. Sie können im Prinzip aus der Saha-Gleichung berechnet werden.

$$\frac{N_e N'_1(Z)}{N'_n(Z-1)} = 6.0 \times 10^{27} g_1^{(z)} \frac{kT^{3/2}}{g_n^{(Z-1)}} \exp\left\{ - \frac{E_\infty^{(Z)}(n,1)}{kT} \right\}$$

$N'_1(Z)$: Besetzungsdichte des Grundzustandes vom höher ionisierten Atom

$N'_n(Z-1)$: Besetzungsdichte des Niveaus

$E_\infty(n,1)$: Ionisationsenergie, betrachtet vom Zustand n des (Z-1)fach ionisierten Atoms.

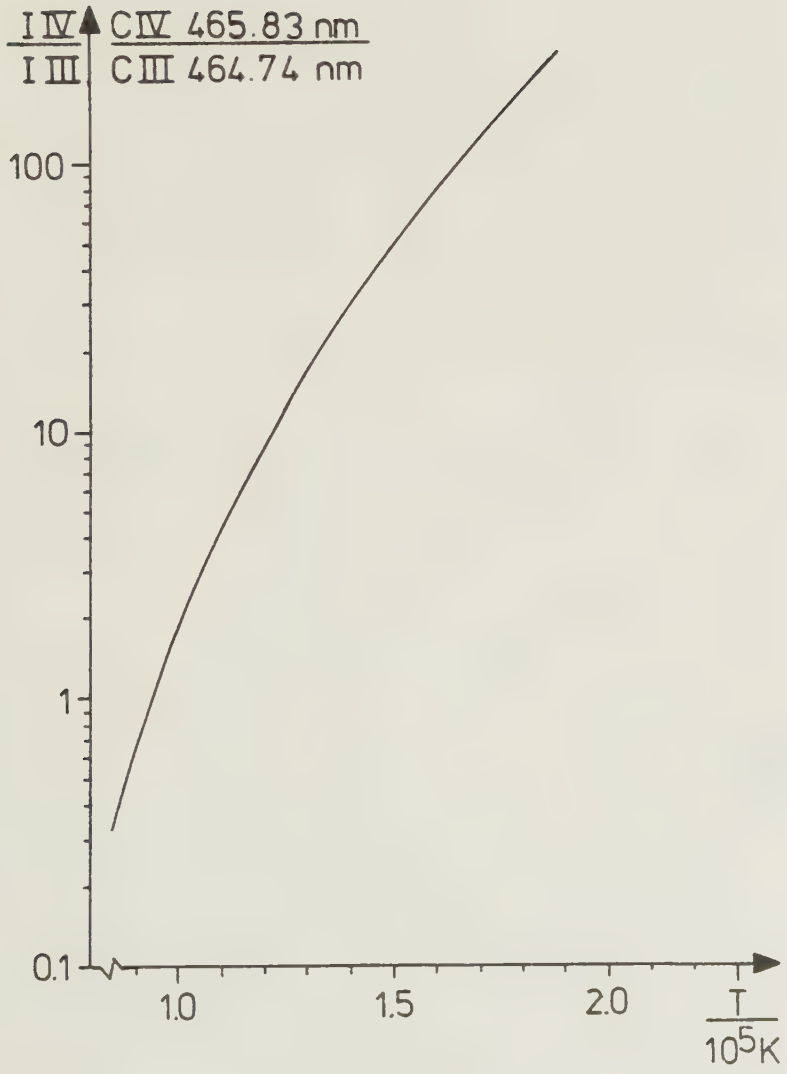


Abb. 5.1

Die Bedingung für thermodynamisches Gleichgewicht in einem Plasma lautet (Mc Whirter 1965)

$$N_e \geq 1.72 \times 10^{20} \sqrt{kT_e}\, \chi(p,q)^3$$

Die Anregungsenergie $\chi(p,q)$ eines Niveaus p von einem Niveau q ist wie die Temperatur kT in eV einzusetzen. Die Elektronendichte hat die Dimension m^{-3}.

Auf unser Problem bezogen bedeutet dies, daß eine Elektronendichte von ca. 10^{25} m^{-3} im Plasma vorhanden sein muß, unter der Annahme einer Temperatur von 10 eV, damit LTE vorliegt.

5.2 Diskussion der Ergebnisse

Während der Zeit, als uns noch kein OMA - System zur Verfügung stand, haben wir die Elektronentemperatur des Plasmas durch die von Griem (1964) vorgeschlagenen C III und C IV - Spektrallinien bestimmt. Die Relativkalibrierung erfolgte mit einem Niederstromkohlebogen nach dem Verfahren von Magdeburg und Schley (1966).

Bei einem Elektrodenabstand von 5 cm beträgt die nach diesem Verfahren bestimmte Elektronentemperatur 11.5 eV zum Zeitpunkt der maximalen Kompression des Plasmas. Unter gleichen experimentellen Bedingungen würde man eine Temperatur von ca. 7 eV, bei Verwendung der Saha - Gleichung (LTE), erhalten. Da unsere experimentellen Bedingungen weit vom LTE entfernt sind, haben wir das andere Modell benutzt.

Verkleinert man den Elektrodenabstand auf 2 cm, so ergibt sich eine Elektronentemperatur von ca. 7 eV (Finken und Ackermann (1983)). Die kleinere Elektronentemperatur, verglichen mit einem Elektrodenabstand von 5 cm, läßt sich vermutlich durch eine erhöhte Wärmeleitung zu den Elektroden erklären.

Die folgenden beschriebenen Spektren sind alle bei

einem Elektrodenabstand von 5 cm aufgenommen worden.

Die Abb. 5.2 (a-c) zeigen die zur Temperaturbestimmung mit der OMA registrierten Spektren. Hier ist die Entwicklung der Linienintensitäten von C III und C IV dargestellt. Zu späteren Zeiten der Entladung (c) stellt man ein deutliches Anwachsen der C III - Linienintensitäten fest, wogegen zum Zeitpunkt der maximalen Kompression (a) die C IV-Linienintensität dominant ist.

Auf die Linenverbreiterung des C IV-Überganges wird in Kapitel 9 eingegangen.

Die Untersuchung von Linienintensitätsverhältnissen ist in diesem Temperaturbereich eine sehr empfindliche Meßmethode. Die Temperaturbestimmung hängt von der Genauigkeit der S - und α-Werte ab (vergl. Gl.5.2).Da ein Fehler

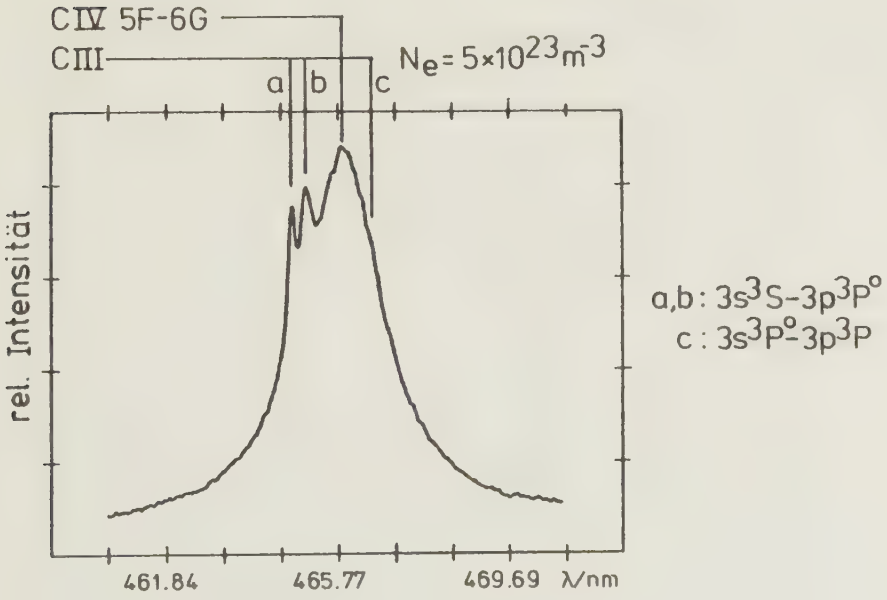


Abb. 5.2 a

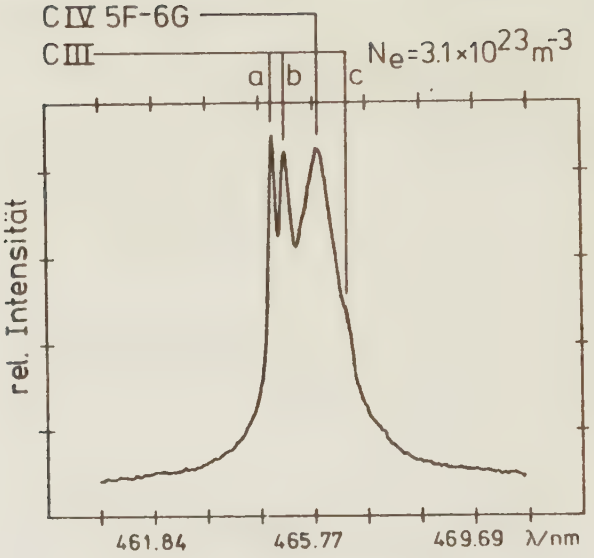


Abb. 5.2 b

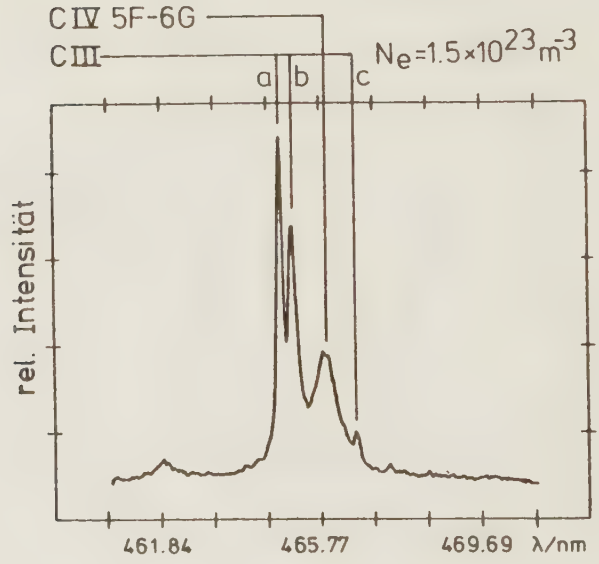


Abb. 5.2 c

von 100 % im Intensitätsverhältnis bei der Bestimmung der Elektronentemperatur in diesem Bereich nur etwa eine Änderung um 10 % hervorruft, ist dieses Verfahren gerechtfertigt. Andererseits geht die Elektronentemperatur nur schwach in die Berechnung der Linienverbreiterung ein, so daß ein Fehler von 2 eV für die späteren Auswertungen nahezu bedeutungslos ist.

Der zeitliche Temperaturverlauf ist in Abb. 5.3 aufgezeichnet. Zu frühen Zeiten der Entladung (gestrichelt ge-

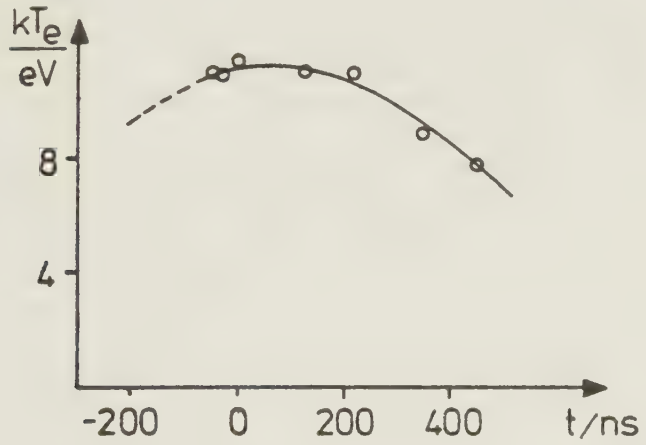


Abb. 5.3 Temperaturverlauf

zeichnet) kann die Temperatur nur abgeschätzt werden, da das Gleichgewicht noch nicht voll eingestellt ist.

Insgesamt zeigt die Elektronentemperatur einen relativ flachen Verlauf. Der Maximalwert von ca. 11 eV wird im Bereich von - 50 ns bis 200 ns erreicht. Danach sinkt die Temperatur langsam während weiterer 200 ns auf 8 eV.

Die Ionentemperatur sollte die gleiche Größe erreichen, da unter den gegebenen Plasmabedingungen die Energieaustausch-

zeiten zwischen Elektronen und Ionen im Bereich unterhalb von 10 ns liegen und diese Zeit klein ist, verglichen mit der Zeitskala der Entladung.

6. Bestimmung der Elektronendichte

Eine weitere Methode zur Bestimmung der Elektronenkonzentration, neben der in Kapitel 3 beschriebenen Doppelbelichtungsholographie, ist die Untersuchung von Linienverbreiterung. Allgemein besteht besonderes Interesse an Verbreiterungsmessungen von Linien des einfachionisierten Heliums. Hier ist der Verbreiterungsmechanismus dem des neutralen Wasserstoffs sehr ähnlich und ferner sind diese Linien in Fusions- sowie Sternplasmen von Bedeutung.

Die bestbekannten Linien im sichtbaren und nahem Ultraviolettbereich sind die Helium II Paschen α und β Übergänge. Untersuchungen dieser Linie sind in der Literatur wohl bekannt. Eine Zusammenfassung der Messungen dieser Linien bis 1979 liefern Soltwisch et al (1979) . Diese Autoren haben zum Vergleich der Linienverbreiterung mit der Theorie die Elektronendichte ihres Plasmas durch Interferometrie bestimmt und damit ein von der Spektroskopie unabhängiges Meßverfahren gewählt. Nach 1979 sind uns in diesem Zusammenhang nur noch die Arbeiten von Bernard et al (1981) und die von Pittman et al (1983) bekannt. Zum Vergleich zwischen The - orie und Experiment existieren theoretische Rechnungen, z.B. Griem und Shen (1961) Kepple (1972) und Greene (1976). Griem und Shen behandeln den Einfluß der Elektronen auf das Linienprofil nach der Stoßtheorie und den der Ionen quasistatisch. Neben der Verbreiterung des oberen Niveaus ist die des unteren mit berücksichtigt. Kepple (1972) berücksichtigte zusätzlich Quadrupolterme sowie inelastische Stöße. Die Rechnungen von Greene (1976) basieren auf der "Verallgemeinerten" - Theorie (Vidal, Cooper und Smith (1970)), auf die hier nicht weiter eingegangen werden soll, da die Experimente die anderen Theorien besser bestätigen und Linienprofile nur mit Hilfe numerischer Rechnungen zu erhalten sind.

Abbildung 6.1 zeigt die experimentellen Ergebnisse ver-

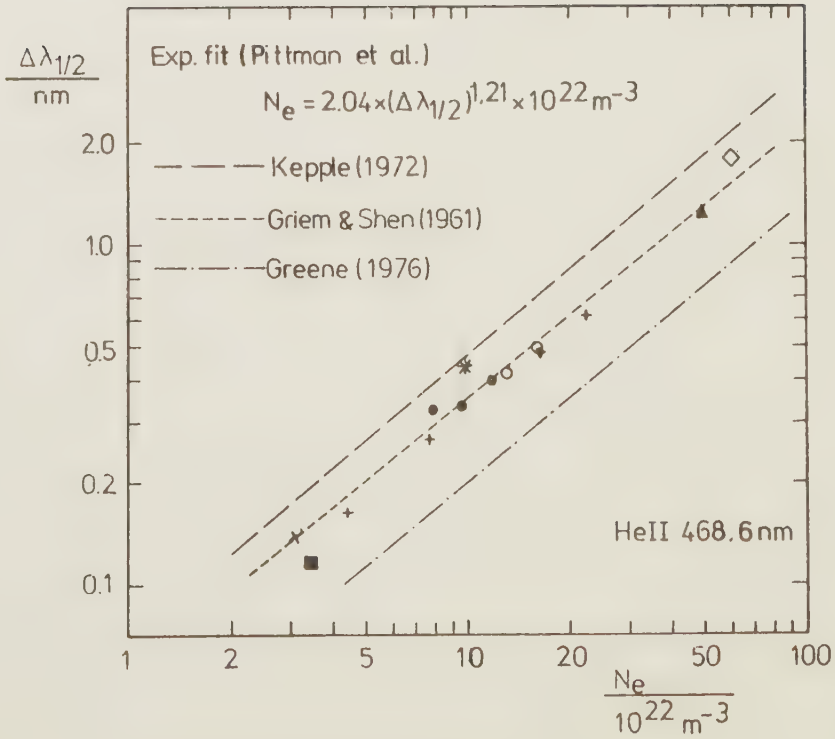


Abb. 6.1

◇ Bernard et al.(1981)
▲ Bogen (1970)
+ Bacon et al. (1977)
o Berg et al. (1962)
• Soltwisch & Kusch (1979)
× Wulff (1958)
■ Einfeld et al. (1976) nach Korrektur durch Soltwisch
✱ Eberhagen et al. (1970)

glichen mit den Theorien. Die Halbwertsbreite der P_α - Linie ist als Funktion der Elektronendichte aufgetragen. Die besten Übereinstimmungen zwischen Theorie und Experiment werden bei den Rechnungen von Griem und Shen (1961) erzielt.

Pittman et al (1983) verwendeten diese experimentellen Ergebnisse zur Aufstellung einer semiempirischen Formel, aus der die Elektronendichte als Funktion der Halbwertsbreite der Helium II 468.6 nm - Linie bestimmt werden kann.

$$6.1 \qquad \frac{N_e}{(m^{-3})} \simeq 3.3 \left[\frac{\Delta\lambda_{1/2 - 1/2}}{(nm)} \right]^{1.21} \times 10^{23}$$

Diese Funktion verläuft fast identisch mit der von Griem und Shen.

Der Meßaufbau ist bereits ausführlich in Kapitel 4 beschrieben. Das OMA II - System erlaubt uns während einer Entladung das gesamte Profil der P_α - Linie aufzunehmen, so daß die Elektronendichte ohne statistische Schwankungen aus der Halbwertsbreite der Linie bestimmt werden kann.

Während dieser Messungen wurde der Detektor für eine Zeitdauer von 20 ns gepulst, welches gleichzeitig die zeitliche Integration des Meßsignals darstellt.

In Kapitel 5 wurde darauf hingewiesen, daß durch die Wahl des günstigen Spektralbereiches eine gleichzeitige Messung von Elektronentemperatur (Intensitätsverhältnis von C IV zu C III) und Elektronendichte (Breite der P_α-Linie) möglich ist. Abbildung 6.2 zeigt ein typisch gemessenes Spektrum, bei dem eine Mischung von Helium und Methan als Testgas verwendet wurde.

Ein weiterer Vorteil besteht in der Möglichkeit die Breite der C IV - Linie an Hand der Linienverbreiterung der P_α - Linie zu kalibrieren. Bei späteren Messungen, bei denen nur noch Methan als Testgas verwendet wurde, kann die Elektronendichte somit aus der Halbwertsbreite der C IV - Linie bestimmt werden.

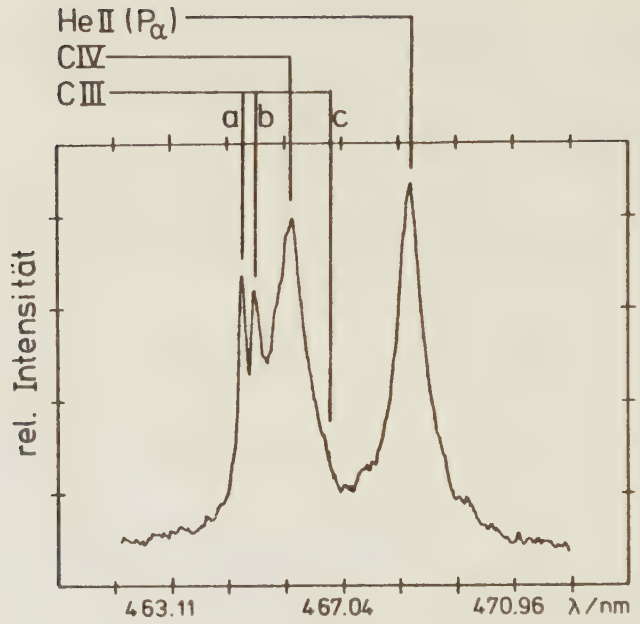


Abb. 6.2 Spektrum zur Bestimmung von Elektronendichte und Temperatur

Da im nächsten Kapitel ausführlich über die Helium II - Spektren berichtet wird, sollen an dieser Stelle nur die Ergebnisse bzgl. der Elektronendichte diskutiert werden. Sie ist als Funktion der Zeit in Abb. 6.3 dargestellt.

Zu Zeiten, um die maximale Kompression des Plasmas ist die Elektronendichte über ca. 80 ns konstant. Sie erreicht einen Maximalwert von 5.5×10^{23} m^{-3}. Ab ca. 50 ns nach dem Zeitpunkt der maximalen Kompression fällt die Elektronendichte innerhalb von ca. 400 ns auf 1.5×10^{23} m^{-3} ab. Da die Elektronentemperatur über ca. 300 ns praktisch unverändert bleibt, liegen zu Zeiten um die maximale Kompression für eine Dauer von ungefähr 80 ns stationäre Plasmadingungen vor.

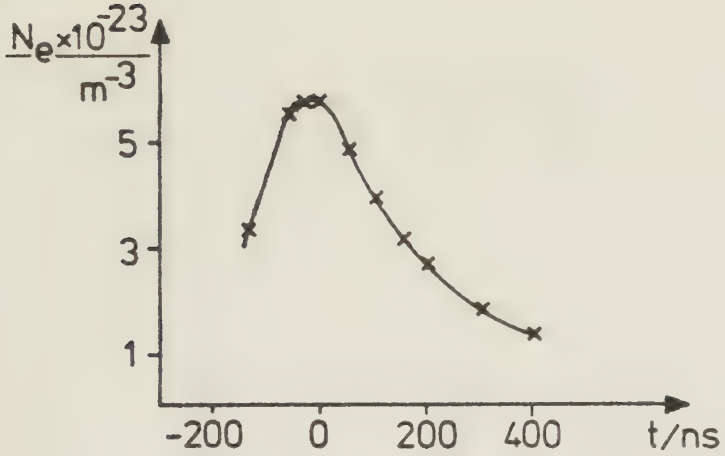


Abb. 6.3 Elektronendichteverlauf

Bei Linien schwacher Intensität erweist sich dies als großer Vorteil, da in diesen Fällen der Detektor über einen Zeitraum von 50 ns gepulst werden kann und damit mehr Licht ins Detektionssystem gelangt.

Die Genauigkeit der Dichtebestimmung kann bis auf 10 % angegeben werden. Sie setzt sich aus der Ungenauigkeit der semiempirischen Formel und dem Fehler bei der Bestimmung der Halbwertsbreite der Linie zusammen.

7. Plasmaverteilung

Ein weiterer, wichtiger Parameter ist die radiale Verteilung des Plasmas, da mit spektroskopischen Beobachtungsmethoden immer über Plasmainhomogenitäten integriert wird. Untersucht werden die Radialverteilung des Kontinuums bei λ= 400 nm, die Emission der H_α - Wasserstofflinie (λ= 656.2 nm) sowie die Ausbreitung des Testgases innerhalb des Plasmas. Da das Kontinuumlicht ein Maß für die Elektronendichte des Plasmas ist, kann aus der Intensitätsverteilung die Elektronendichteverteilung gewonnen werden. Der Emissionsbereich der Wasserstofflinie ist von Interesse, da Wasserstoff als Arbeitsgas dient. Besondere Bedeutung hat die Ausbreitung des Testgases innerhalb des Plasmas für das Konzept des Gas - Liner - Pinches.

7.1 Meßaufbau

Um auch hier Unsicherheiten durch die Überlagerung mehrerer Entladungen zu vermeiden, haben wir auch hier das OMA - System eingesetzt. Eine Skizze der Anordnung ist in Abb. 7.1 gezeichnet. Die Linsen L_1, L_3 und L_5 bilden das Plasma auf den Eintrittsspalt des Monochromators ab. L_2 und L_4 dienen als Feldlinsen, wobei L_2 in diesem Fall einen besonders großen Durchmesser haben muß, um Raumwinkelbegrenzungen zu vermeiden. Die Spiegelkombination S_1 und S_2 dreht das Bild des Plasmas um 90° zur horizontalen Achse. Mit Hilfe der Spiegel 3 und 4 wird der Strahlengang auf die Ausgangshöhe gebracht. Zusätzliche Drehung des Detektorkopfes um 90° erlaubt es die Plasmaverteilung, integriert über den Sehstrahl, bei einer Wellenlängeneinstellung des Monochromators zu beobachten. Der Detektorkopf wurde für diese Messungen während einer Zeitdauer von 20 ns gepulst.

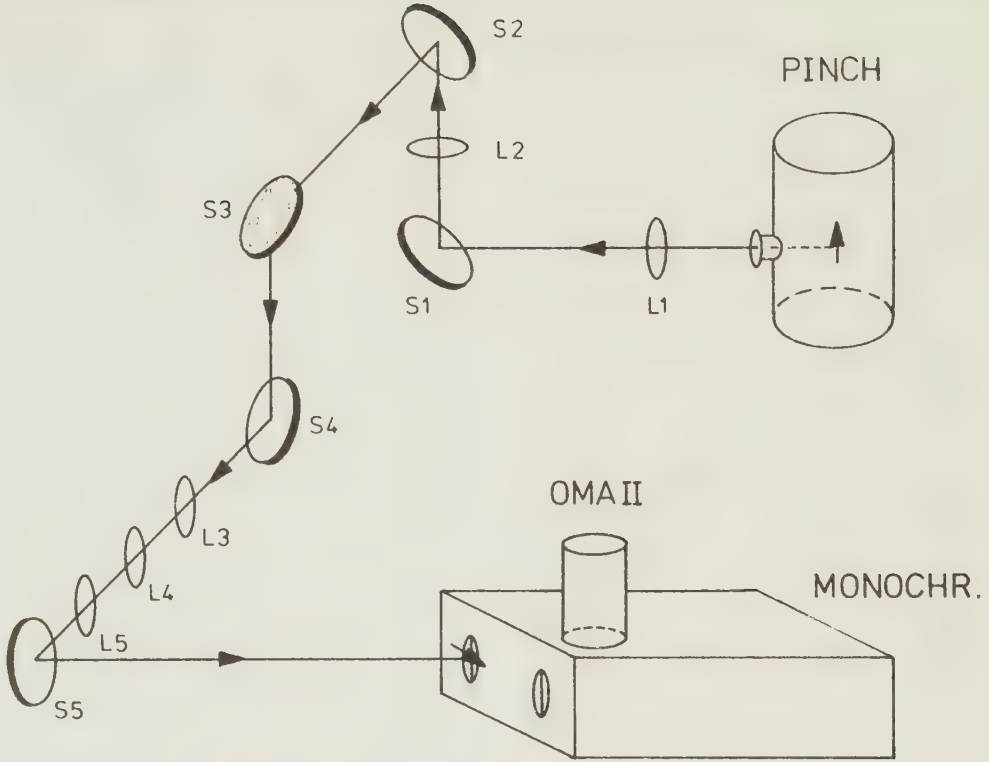


Abb. 7.1 Schematischer Meßaufbau

7.2 Verteilung des Arbeitsgases

Die gemessene Kontinuumemission ist, wie erwähnt, über den Sehstrahl integriert. Eine Abel - Inversion liefert den wahren Intensitätsverlauf, aus dem die Elektronendichteverteilung bestimmt werden kann.

Für den Zusammenhang zwischen Kontinuumintensität und Elektronendichte bzw. Temperatur gilt im optisch dünnen Fall:

$$7.1 \qquad I \sim \frac{N_e^2}{\sqrt{kT}}$$

Nimmt man an, daß die Elektronentemperatur über die gesamte Plasmasäule konstant ist, folgt aus Gl. 7.1

$$7.2 \qquad N_e \sim \sqrt{I} \quad .$$

Der andere Grenzfall ist die Konstanz des Plasmadruckes. Hier ist das Produkt aus Elektronendichte und Temperatur konstant.

$$7.3 \qquad N_e \sim I^{2/5}$$

Die wahre Elektronendichteverteilung ist zwischen diesen beiden Grenzfällen angenommen worden und in Abb. 7.2 dargestellt. Die Ergebnisse, welche sich durch die Annahme einer konstanten Temperatur ergeben, sind in diesem Diagramm durch Kreuze gekennzeichnet, die durch Konstanz des Plasmadruckes durch Kreise. Beide Abschätzungen unterscheiden sich nur wenig, wie aus der Abbildung zu entnehmen ist. Die Elektronendichte bleibt über einen Radius von 7 mm nahezu konstant. Der Plasmaradius beträgt 10 mm.

Ein Vergleich zwischen Kontinuumemission und der H_α - Emission des Wasserstoffs zeigen ein konsistentes Bild.

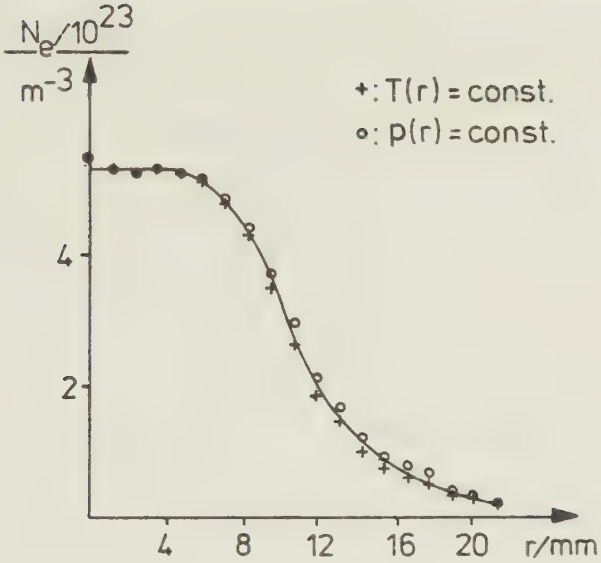


Abb. 7.2 Elektronendichteverteilung

7.3 Verteilung des Testgases

Wichtig für spektroskopische Aussagen ist die Ausbreitung des Testgases innerhalb der Plasmasäule. Für diese Untersuchung haben wir den Monochromator spektral auf die P_α- Linie (He II) eingestellt und Helium als Testgas verwendet. Das vermessene Spektrum zeigt dann den räumlichen Emissionsbereich des Testgases. Die Paschen α - Linie wurde ausgewählt, da sie eine hohe Intensität besitzt. Abbildung 7.3 zeigt die aus der Kontinuumemission gewonnene Elektronendichteverteilung und zusätzlich die Emission des Testgases am Beispiel P_α- Linie, bei einem typischen Druck am Testgasventil. Es wird hier deutlich, daß die Emission des Testgases nur aus dem sehr homogenen Teil des Plasmas erfolgt, was unsere Vorstellung über die Funktionsweise des Gas - Liner - Prinzips stützt.

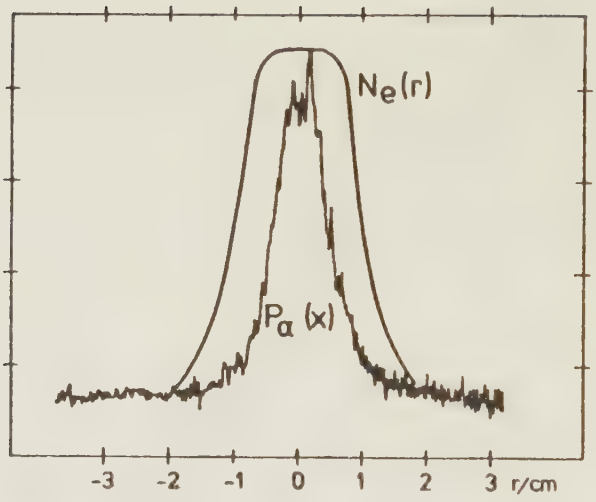


Abb. 7.3 Emissionsgebiet des Testplasmas

Eine Erhöhung des Ausgangsfülldruckes im Testgasventil führt zwar zu einer Vergrößerung des räumlichen Emissionsbereiches, die Emission erfolgt jedoch nach wie vor nur aus Bereichen homogenen Plasmas.

Eine zusätzliche Messung des P_α - Linienprofils (Aufbau siehe 5.1) an verschiedenen radialen Positionen zeigt, daß die Halbwertsbreiten der Linie und damit die Elektronendichte über den Emissionsbereich konstant ist.

Abschließend zu diesen Untersuchungen haben wir die gemessene Elektronendichteverteilung verwendet, um durch eine Überlagerung von Lorentz - Profilen mit den entsprechenden Halbwertsbreiten zu untersuchen, ob die gemessenen Linien - Profile (Kap. 8 und 9) durch Dichteinhomogenitäten gestört sind.Es zeigte sich innerhalb der Strichdicke kein Unterschied im Linienprofil. Diese Aussage verifiziert die Behauptung, daß eine Abel - Inversion der gemessenen Linien - profile unnötig ist. Bei den in Kapitel 8 und 9 unter-

suchten Linienprofilen wurde zusätzlich sichergestellt, daß diese Spektrallinien optisch dünn gemessen sind.

8. Linienprofilmessungen von P_α und P_β von Helium II

Nachdem nun die Plasmaparameter Elektronendichte, Temperatur sowie die Ausdehnung der Plasmasäule, insbesondere die des Testgases, ausführlich behandelt sind, wird in den folgenden Kapiteln von Linienprofilmessungen berichtet.

Paschen α ist aufgrund der starken Intensität und der großen Stark - Verbreiterung die bestuntersuchteste He II-Spektrallinie im sichtbaren Spektralbereich. Zur Verbreiterung der Paschen β - Linie existieren nicht so viele Messungen. Dies gilt insbesondere für den von uns untersuchten Elektronendichtebereich, da einerseits die Oszillatorenstärke nur f=0.15 beträgt gegenüber f=0.84 für P_α und andererseits die Linienverbreiterung der P_β - Linie größer ist und somit die Gesamtintensität deutlich schwächer als die des P_α - Übergangs ist. Eine gute Kenntnis der Halbwertsbreite von P_β als Funktion der Elektronendichte wäre jedoch für andere Experimente von großem Interesse, bei denen die Elektronendichte spektroskopisch bestimmt wird. Insbesondere ist dies der Fall bei Plasmen, deren optische Dicke nicht zu vernachlässigen ist, da das Linenprofil von P_β durch die fehlende Zentralkomponente kaum von solchen Effekten beeinflußt wird. Für experimentelle Bedingungen, bei denen eine Dichtebestimmung aus der Halbwertsbreite der P_α-Linie wegen einer mangelnden Auflösung nicht erfolgen kann, ist unter Umständen die Auflösung für die Paschen β Linie wegen der größeren Stark - Verbreiterung ausreichend und somit eine Dichtebestimmung möglich.

Da wir beide Übergänge experimentell untersucht haben, kann ein Vergleich der Halbwertsbreiten dieser Linien vorgenomen werden. Zusätzlich sind die Linienprofile bzgl. Linienverschiebung bzw. Asymmetrien analysiert worden.

8.1 Linienverschiebung bzw. Asymmetrie

Eine bessere Analyse der Linienprofile zeigt, daß neben Linienverbreiterungen zusätzlich Effekte höherer Ordnung (Asymmetrie) beobachtet werden konnten.

Bis heute zeigen die durchgeführten Experimente kein einheitliches Verhalten bezüglich solcher Effekte. Berg et al (1962) fanden in ihren Untersuchungen für die P_α Linie eine Blauverschiebung der Spektrallinie . Andere Autoren berichten von Rotverschiebungen, wieder andere haben keinerlei Effekte dieser Art beobachtet. Neuere Untersuchungen der P_α - Linie berichten meist von Rot - verschiebungen. Diese Linienverschiebung wird von den Autoren durch Plasmapolarisationseffekte erklärt (vergl.Kap. 1.4).Ein solches Phänomen tritt bei geladenen Strahlern im Plasma auf. Korrelationseffekte im Plasma bewirken einen Überschuß von Elektronen in der Nähe des Ions, wodurch die positive Kernladung teilweise abgeschirmt wird und somit eine Störung des Übergangs erfolgt. Die genauesten experimentellen Untersuchungen zur Plasmapolarisationsverschiebung stammen von Pittman und Fleurier (1983). Abbildung 8.1 zeigt die von diesen Autoren gemesenen Linienverschiebungen des P_α - Übergangs als Funktion der vollen Halbwertsbreite der Linie. Die von uns gestrichelt eingezeichnete Kurve gibt die optimale Anpassung an die experimentellen Werte wieder,

$$8.1.1 \qquad \frac{\delta\lambda}{(nm)} \simeq 1 \times 10^{-25} \frac{N_e}{(m^{-3})} \quad .$$

Die eingezeichnete Kurve stellt die in Kapitel 1.4 beschriebene (Gl.1.4.6) theoretische Bestimmungsgleichung dar. Da Pittman und Fleurier ihre gemessenen Linienverschiebungen ausschließlich durch die Plasmapolarisationsverschiebung erklären, kann man hieraus eine Temperaturabhängigkeit bestimmen. Mit der,von den Autoren,angegebenen Elektronen-

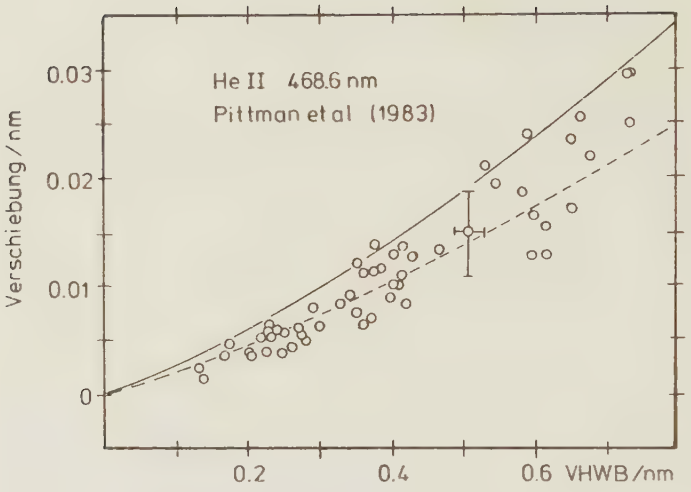


Abb. 8.1 (Pittman et al (1983))

temperatur von 4 eV, folgt aus Gleichung 1.4.6 für P_α

$$\delta\lambda/(\mathrm{nm}) \quad - 4.1 \times 10^{-25} \quad \frac{N_e/(m^{-3})}{kT/(eV)} \quad . \qquad 8.1.2$$

Für unsere Entladungsbedingungen ($N_e = 5.5 \times 10^{23} m^{-3}$, kT_e = 11 eV) würde sich eine Rotverschiebung von 0.02 nm ergeben, was gerade die Auflösung eines Kanals des OMA II - Detektors mit dem benutzten Spektrometer ist. Wie wir noch sehen werden, weist die in unserem Experiment untersuchte P_α- Linie eine mittlere Verschiebung von 0.25 nm auf. Daher können Plasmapolarisationseffekte in unserem Fall vernachlässigt werden.

Eine andere Ursache für die Asymmetrie einer Spektrallinie sind Inhomogenitäten im elektrischen Feld des Strahlers und der Störteilchen, die Quadrupolwechselwirkung. Der theoretische Hintergrund zu diesem Effekt ist bereits in Kapitel 1.4 dargelegt worden.

Angewandt auf den P_α - Übergang des Wasserstoffs las-

sen sich die Intensitäten sowie Frequenzen der einzelnen Stark - Komponenten für verschiedene Entfernungen R des Störteilchens berechnen. Diese Entfernung ist mit der Elektronendichte korreliert:

$$\frac{4\pi}{3} N_e R^3 = 1$$

Die nach dem Verfahren von Sholin (1969) berechneten Stark - Komponenten zeigen die Abb. 8.2 (a - c) für unterschiedliche Elektronendichten. Bei einer Dichte von 1×10^{23} m^{-3} ergibt sich ein fast symmetrisches Profil, während zu steigenden Elektronendichten (b: 5×10^{23} m^{-3}, c: $1 \times 10^{24} m^{-3}$) eine deutlichere Frequenzverschiebung auftritt. Während die Zentralkomponente eine Verschiebung zu kürzeren Wellenlängen zeigt, sind die restlichen Stark - Komponenten im Mittel in entgegengesetzter Richtung verschoben. Dieser Effekt wächst mit steigender Elektronendichte. Die mittlere Intensität der langwelligen Komponenten ist geringfügig höher als die der kurzwelligen. Jede dieser Stark - Komponenten wird durch Elektronenstöße verbreitert, so daß die näher beieinander liegenden Komponenten insgesamt eine höhere Intensität liefern sollten. Aus diesem Grund sollte die Intensität des blauen Linienflügels höher sein, als die des langwelligen Flügels. Zu größeren spektralen Abständen von der Linienmitte sollte eine Umkehrung dieses Effektes auftreten, da einerseits die langwelligen Komponenten eine etwas höhere Intensität aufweisen und andererseits die Stark - Komponenten weiter in den langwelligen Bereich verschoben sind.

8.2 Meßergebnisse von P_α und P_β

Bis heute existiert noch keine einheitliche Theorie über Asymmetrie bzw. Verschiebung einer Spektrallinie.

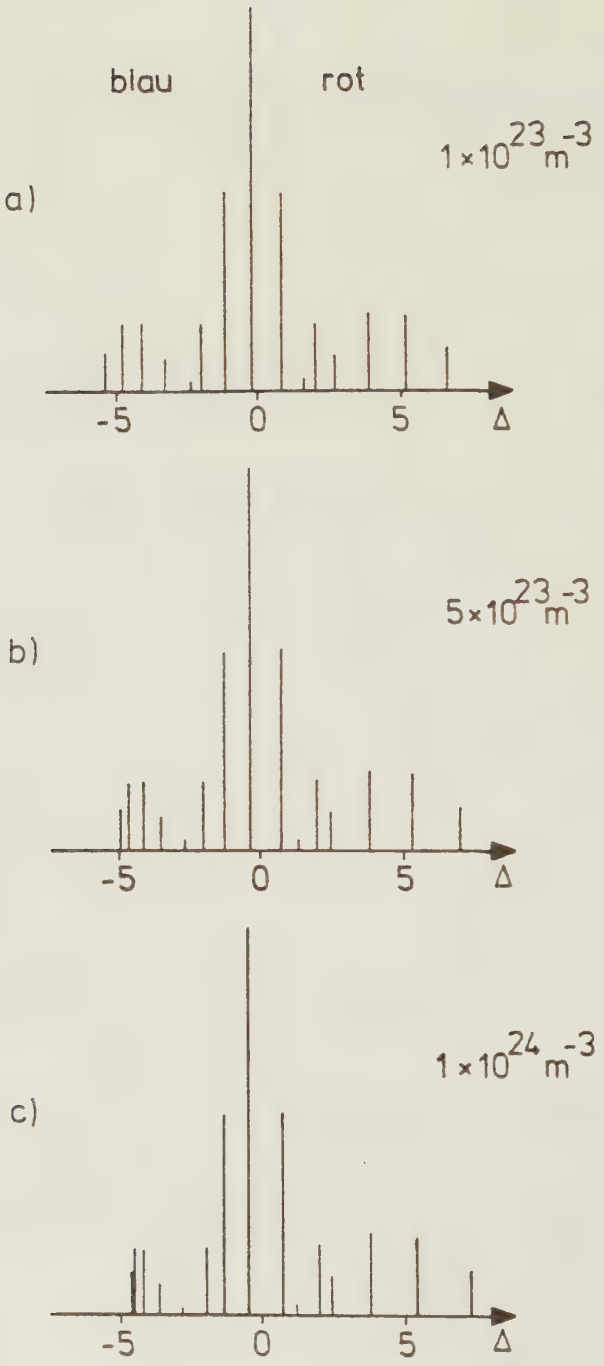


Abb. 8.2 Stark - Komponenten

Daher wollen wir unsere Messungen qualitativ mit der Theorie von Sholin vergleichen.

Die gleichen Überlegungen, wie sie für Wasserstoff beschrieben wurden, gelten analog für wasserstoffähnliche Systeme.

8.2.1 Paschen α

Experimentelle Linienprofile von P_α zeigt Abb. 8.2.

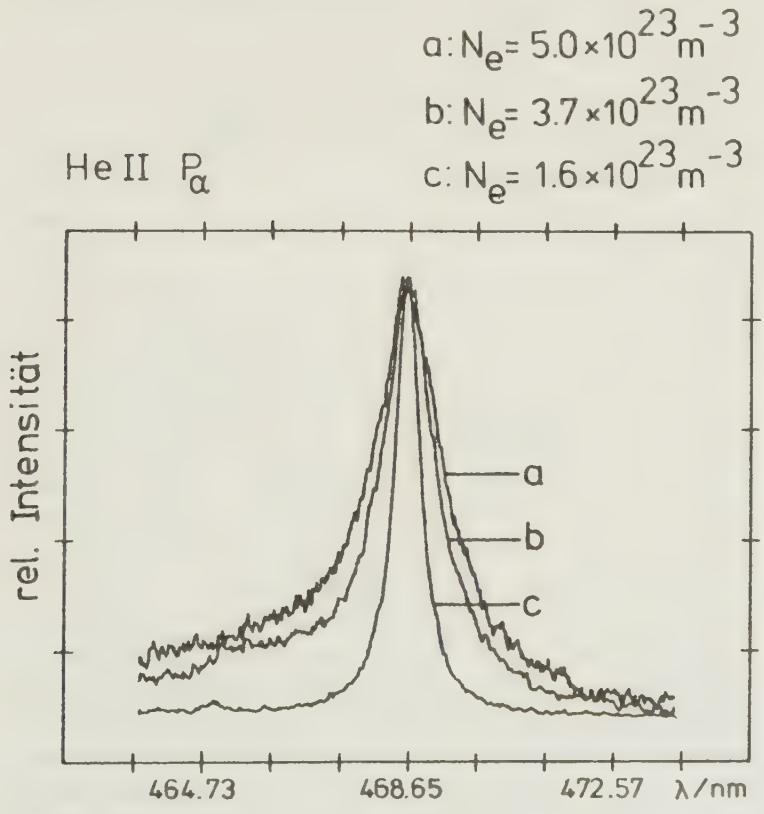


Abb. 8.2 Linienprofile von P_α

Bei Elektronendichten von $1.6 \times 10^{23} m^{-3}$ (c) zeigt das Linienprofil einen symmetrischen Verlauf, wogegen zu höheren Elektronendichten (a,b) die Intensität des blauen Linienflügels deutlich gegenüber der Intensität des roten Linienflügels ansteigt. Zum Test, ob dieser Effekt durch Verunreinigungslinien im Plasma hervorgerufen wird, haben wir eine vorteilhafte Eigenschaft des Gas - Liner - Pinches ausgenutzt. Beobachtungen von Entladungen ohne Testgas zeigen keinerlei Intensitätserhöhung in diesem Spektralbereich. Da die Plasmaparameter, Elektronendichte und Temperatur, unverändert bleiben, ist dieser Test relevant.

Würde man dennoch annehmen, daß Verunreinigungslinien zu einer erhöhten Intensität führen können, haben wir den Einfluß der stärksten, in diesem Spektralbereich vorkommenden Verunreinigungslinie (C IV λ= 465.8 nm) untersucht. Eine Überlagerung von Linienprofilen zeigt, daß eine Intensitätserhöhung in der Form, wie sie bei der P_α - Linie gemessen wurde, durch Verunreinigungslinien nicht erklärbar ist.

Qualitativ stimmen die gemessenen Linienprofile mit den in Kapitel 8.1 vollzogenen theoretischen Überlegungen überein. Die Intensität des blauen Linienflügels ist deutlich erhöht, verglichen mit dem langwelligen. Nicht nachweisbar war für uns die Intensitätsumkehr im weiten Linienflügel. Dies ist jedoch darauf zurückzuführen, daß eine Überlagerung mit dem relativ intensiven Plasmakontinuum stattfindet, die diesen Effekt verdeckt.

Da von vielen Autoren immer wieder unterschiedliche Definitionen bezüglich der Asymmetrie bzw. Linienverschiebung gebraucht werden, ist es nötig an dieser Stelle anzugeben, welche Notation wir benutzen werden. Abb. 8.3 zeigt sowohl den ausgewerteten Intensitätsbereich, der für die P_α - Linie zwischen 10 % und 90 % der Maximalintensität lag, und die Definition der Größen λ_r, λ_b und λ_o .

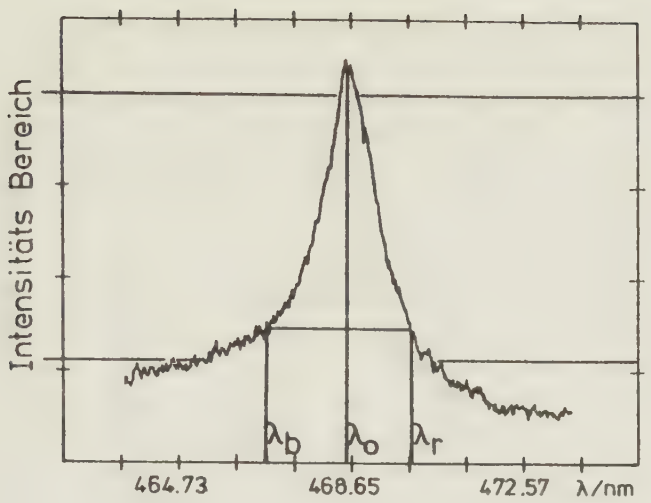


Abb. 8.3

Um Effekte durch die Abhängigkeit von der Elektronendichte von vornherein nicht zu betrachten, werden die Asymmetrie $\Delta\beta$ sowie der spektrale Abstand $\Delta\alpha$ vom Zentrum der Linie auf die Holtsmarksche Normalfeldstärke F_o normiert. Diese Größen sind folgendermaßen definiert:

$$\Delta\alpha = \frac{1}{F_o} \times \frac{1}{2}\{\lambda_r - \lambda_b\}$$

$$\Delta\beta = \frac{1}{F_o} \times \frac{1}{2}\{\lambda_r + \lambda_b - 2\lambda_o\}$$

Wegen des starken Kontinuumlichtes haben wir darauf verzichtet, die ganz weiten Teile des Linienflügels auszuwerten. Die Wellenlänge λ_o ergibt sich aus einem Spektrum kleiner Elektronendichte. Diese Definition der Asymmetrie hat mehrere Vorteile:
Zum einen ist der relative Verlauf von $\Delta\beta$ als Funktion von

$\Delta\alpha$ unabhängig von der Genauigkeit der Bestimmung der Zentralwellenlänge; zum anderen ist ersichtlich, das bei symmetrischen Linien eine Verschiebung durch einen konstanten $\Delta\beta$ - Wert deutlich würde bzw. eine symmetrische, unverschobene Spektrallinie den Wert $\Delta\beta = 0$ hätte. Ein positives Vorzeichen von $\Delta\beta$ entspricht einer Asymmetrie zum roten Spektralbereich.

In Abb. 8.4 ist die Asymmetrie der P_α - Linie für unterschiedliche Elektronendichten wiedergegeben. Die sogenannte triviale Asymmetrie, die durch die Frequenzabhängigkeit der Übergangswahrscheinlichkeiten, sowie den zusätzlich bei der Umrechnung von der Frequenzskala in die Wellenlängenskala auftretende Faktor $1/\lambda^2$ ist bereits in Diagramm 8.4 mit berücksichtigt. Eine weitere Asymmetrie, die ihre Ursache in den unterschiedlichen Besetzungsdichten der einzelnen Stark - Unterniveaus hat, kann in unserem Fall vernachlässigt werden, da bei stoßbestimmten Plasmen die Besetzungsdichten der Boltzmann - Verteilung gehorchen.

Bei kleinen Abständen vom Linienzentrum zeigt die Spektrallinie eine Verschiebung zum langwelligen Bereich. Für eine Elektronendichte von $5.3 \times 10^{23} m^{-3}$ ist diese Verschiebung ausgeprägter als bei der Elektronendichte von $3.5 \times 10^{23} m^{-3}$. Zu größeren spektralen Abständen kehrt sich diese Verschiebung in eine Blau - Verschiebung um. Auch hier wächst die Asymmetrie mit steigender Elektronendichte. Mit in Abb. 8.4 aufgenommen sind Meßwerte, die zur Verbesserung der Auflösung des optischen Systems in zweiter Ordnung des Spektrometers aufgenommen wurden. Bei kleinen Elektronendichten konnte keine auswertbare Asymmetrie der P_α - Linie gemessen werden. Unter Berücksichtigung der ca. 3-fach höheren Elektronentemperatur, verglichen mit dem Experiment von Pittman und Fleurier, ist unser Ergebnis konsistent.

Qualitativ lassen sich die beschriebenen Asymmetrien mit der quasistatischen Theorie von Sholin erklären, mit Ausnahme der Rotverschiebung in der Nähe des Linienzentrums.

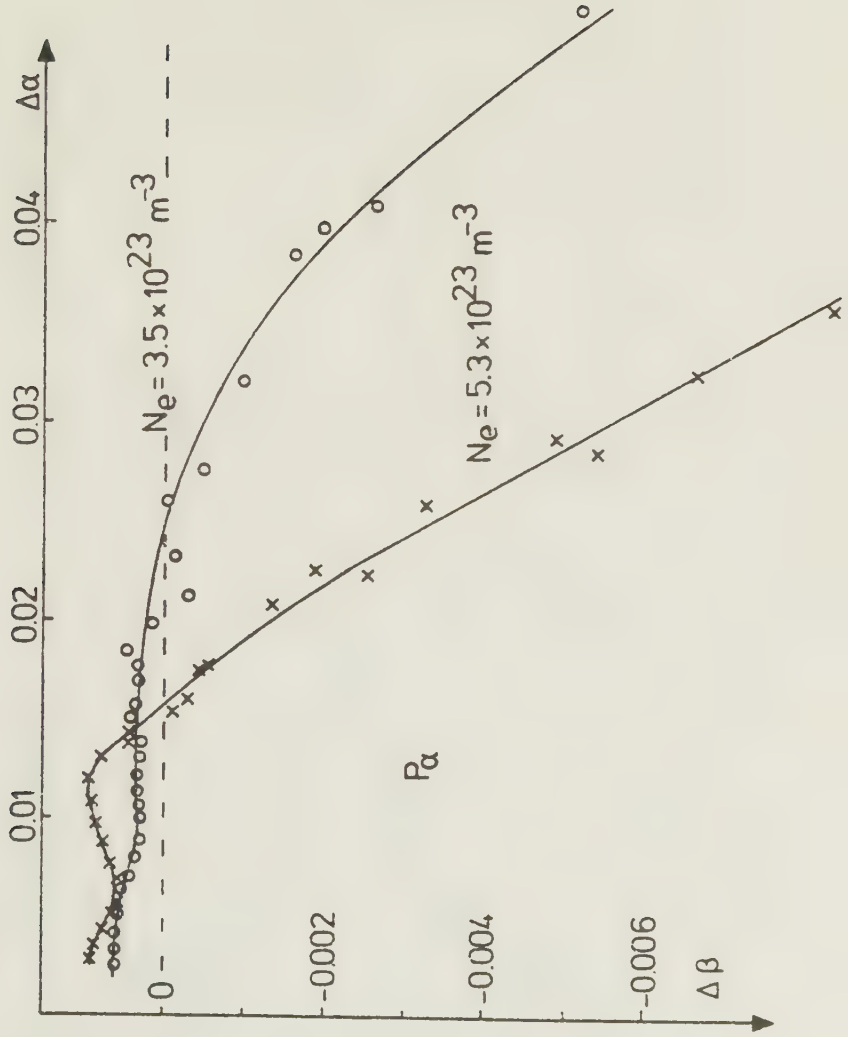


Abb. 8.4 Asymmetrie von P_α

Möglicherweise ist dies ein Beitrag von den anderen Effekten, die zu einer Rotverschiebung führen.

Untersuchungen der P_α - Linie im Elektronendichtebereich von $5 \times 10^{23} m^{-3}$ sind uns bisher nur von Bogen (1970) und Bernard et al (1981) bekannt. Weder Bogen, der die P_α - Linie an einem Θ - Pinch untersucht hat, noch Bernard et al, denen als Lichtquelle ein Z - Pinch zur Verfügung stand und die Spektrallinie mit Hilfe eines OMA I - Systems aufnahmen, diskutieren eine Asymmetrie.

8.2.2 Paschen β

Aufgrund der schwächeren Linienintensität des P_β-Übergangs (λ = 320.3 nm) wurde der OMA - Detektor während einer Zeitdauer von 50 ns gepulst. Bei der Diskussion der Plasmaparameter ist deutlich geworden, daß trotz der längeren Integrationszeit des Plasmalichtes keine störenden Effekte auftreten, da während der gesamten Zeit ein praktisch unverändertes Plasma vorliegt.

Die Abbildungen 8.5 (a - c) zeigen Spektren der P_β - Linie zu unterschiedlichen Zeiten bzw. Elektronendichten der Entladung. Bei kleinen Elektronendichten (a) kommt die Linie stärker aus dem Kontinuum hervor und ist daher weniger verrauscht als bei einer Elektronendichte von $4.8 \times 10^{23} m^{-3}$ (c). Das Anwachsen der Halbwertsbreite zu steigenden Elektronendichten ist augenscheinlich. Ähnlich wie im Falle des Wasserstoffs bei $\Delta n=2$ - Übergängen verschieben sich die Stark - Unterniveaus unter dem Einfluß des elektrischen Feldes derart, daß keine Zentralkomponente für solche Übergänge zu beobachten ist. Dieses Verhalten ist in den Abb. (a - c) zu erkennen.

Wie beschrieben, wurde die Elektronendichte aus der Halbwertsbreite der P_α- Linie bestimmt. Somit kann ein Vergleich der gemessenen Halbwertsbreite der P_β- Linie mit der Elektronendichte erfolgen.

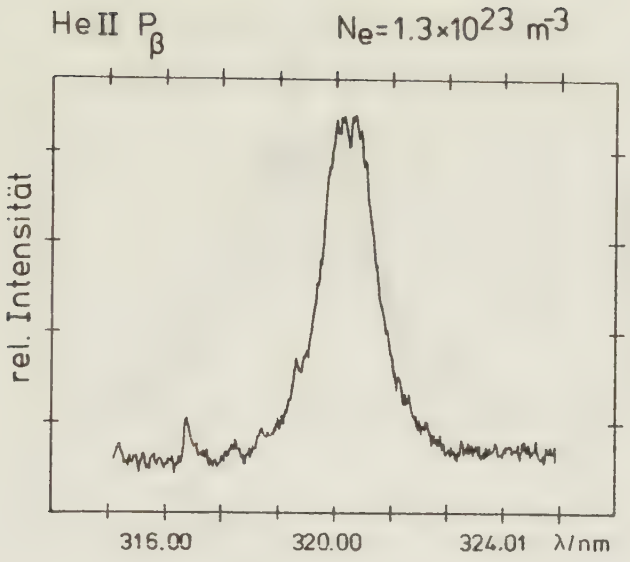


Abb. 8.5 a

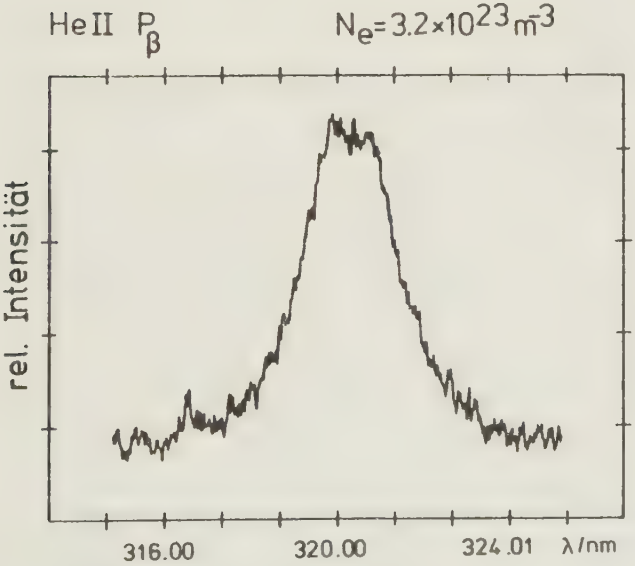


Abb. 8.5 b

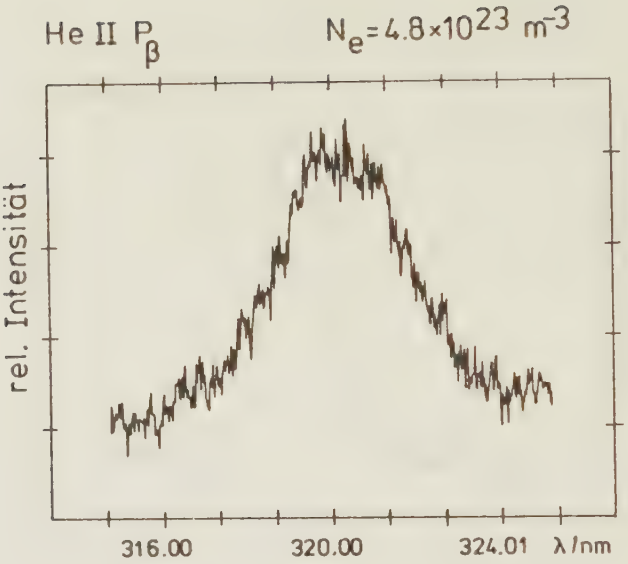


Abb. 8.5 c

Abbildung 8.6 zeigt experimentell bestimmte Halbwertsbreiten der P_β- Linie als Funktion der Elektronendichte, die aus der Literatur bekannt sind und durch die vorliegende Arbeit ergänzt wurden. Unsere Messungen überstreichen gerade den noch fehlenden Elektronendichtebereich zwischen 1×10^{23}m^{-3} und 5×10^{23}m^{-3}. Der von Einfeld et al (1976) gemessene Wert für die Halbwertsbreite ist in diesem Diagramm, wie bei der P_α - Linie, nach Soltwisch et al (1979) korrigiert aufgetragen.

Fast alle,aus unserem Experiment bestimmten Halbwertsbreiten,stimmen gut mit der Theorie von Griem und Shen überein. Eine genauere Analyse,unter Berücksichtigung der von den anderen Autoren gemessenen Daten, macht eine kleine systematische Abweichung von der Theorie von Griem und Shen (1961) zu kleineren und größeren Elektronendichten deutlich. Aus diesem Grund haben wir aus allen

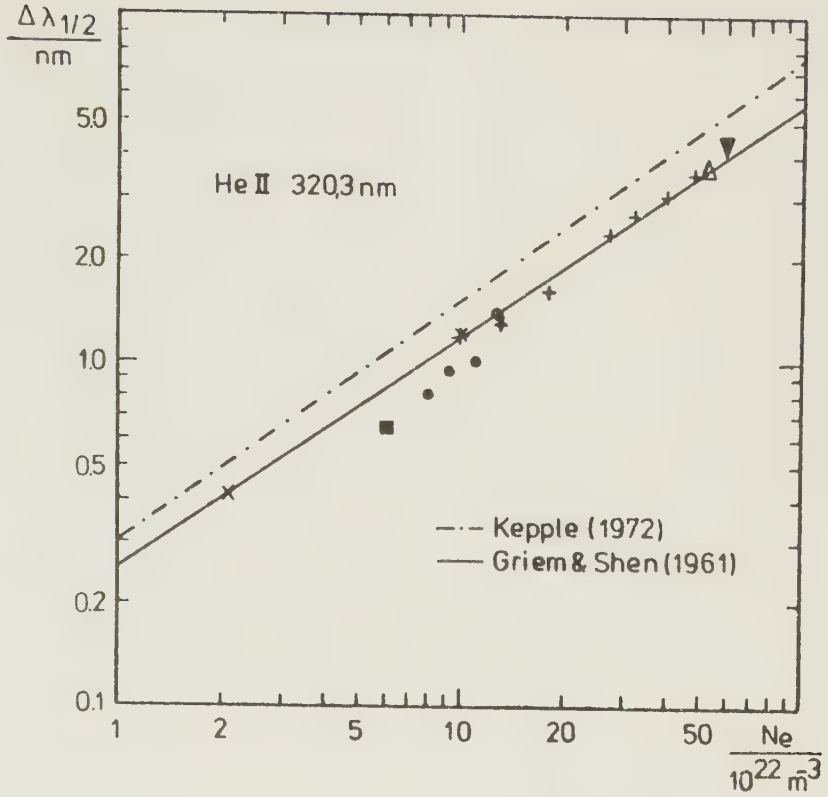


Abb. 8.6

+ diese Arbeit
o Berg et al. (1962)
✱ Eberhagen et al. (1970)
Δ Bogen (1970)
× Jenkins et al. (1971)
■ Einfeld et al. (1976)
• Soltwisch et al. (1979)
▼ Bernard et al. (1981)

in der Abbildung aufgetragenen Meßdaten eine optimal angepaßte Kurve bestimmt, die die Halbwertsbreite der P_β- Linie als Funktion der Elektronendichte wiedergibt.

$$\frac{N_e}{\left[m^{-3}\right]} = 9.2 \left\{\frac{\Delta\lambda_{1/2} - \lambda_{1/2}}{nm}\right\}^{1.35} \times 10^{22}$$

Ähnlich wie bei der P_α - Linie, spielt auch hier die Elektronentemperatur keine Rolle.

Als nächstes haben wir die P_β - Linie bezüglich Linienverschiebung bzw. Asymmetrie untersucht. Aufgrund der schwächeren Linienintensität und des Rauschens ist die Auswertung nur im Bereich zwischen 20 und 70 % der Linienintensität vorgenommen worden. Abbildung 8.7 zeigt die analog zum P_α - Übergang bestimmte Asymmetrie der P_β- Linie, bei drei verschiedenen Entladungen. Die Elektronendichte beträgt jeweils $4.4 \times 10^{23} m^{-3}$. Verglichen mit der P_α - Linie zeigt P_β nur eine sehr geringfügige Asymmetrie, die der Tendenz nach entgegengesetzt verläuft. Bei kleinen Abständen vom Linienzentrum ergibt sich eine Blauverschiebung, wogegen zu wachsenden $\Delta\lambda$ diese scheinbar in eine Rotverschiebung umkehrt. Wegen der geringeren Intensität der Linien nahmen die statistischen Schwankungen im Vergleich zu P_α deutlich zu.

Betrachtet man noch einmal die Abbildungen 8.5 (a - c), ist der für die $\Delta n=2$-Übergänge von Wasserstoff bzw. wasserstoffähnlichen Ionen typische Effekt der unterschiedlich großen Schulterintensitäten feststellbar. Eine Erklärung des Phänomens erlauben erneut Quadrupolwechselwirkungen, d.h. die Inhomogenitäten im elektrischen Feld von Strahlern und Störern. Sholins Theorie liefert eine für die kurzwellige Linienschulter größere Intensität, in Übereinstimmung mit den Experimenten.

Für die Zukunft wären weitere Messungen der Halbwertsbreite von Paschen α und β bei höheren Elektronendichten

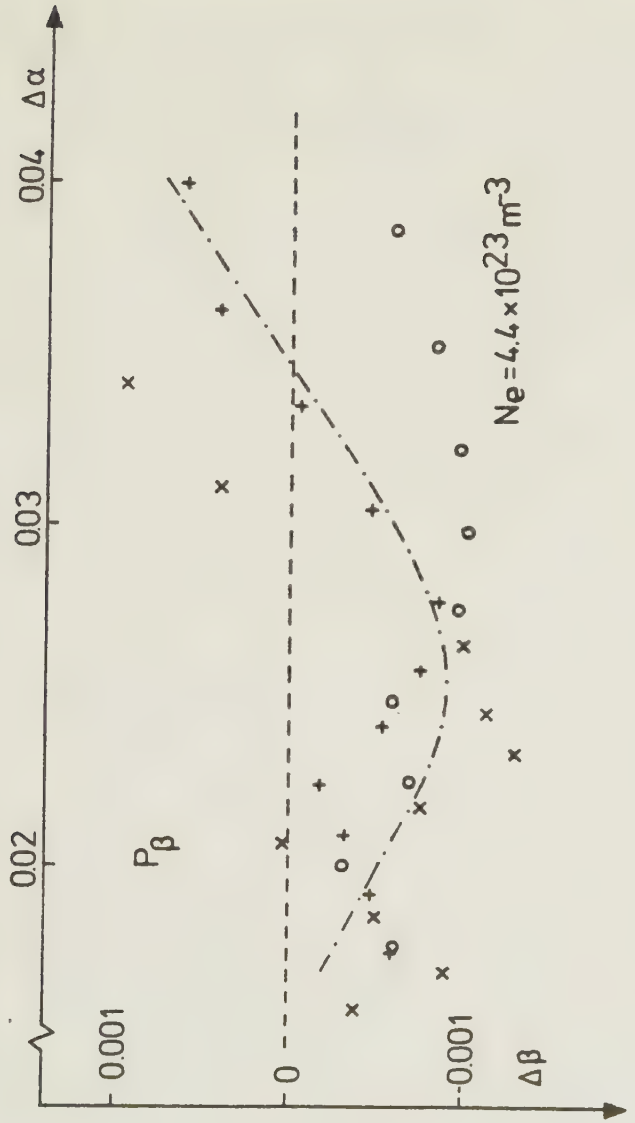


Abb. 8.7 Asymmetrie von P_β

von Interesse, um die semiempirischen Formeln auf diese Bereiche zu erweitern. Zusätzlich sollte die Asymmetrie der Linien stärker werden und somit die theoretische Behandlung dieses Problems unterstützen.

9. Stark - Verbreiterungsuntersuchungen an C IV

Untersuchungen zur Stark - Verbreiterung von nicht wasserstoffähnlichen Ionen sind bisher nur vereinzelt durchgeführt worden. Die meisten Ergebnisse stammen von Linien schwach ionisierter Atome. Wir haben uns daher die Aufgabe gestellt, Spektrallinien eines Ionisationszustandes systematisch zu untersuchen. Wie bereits in der Einleitung erwähnt, eignen sich zum Vergleich zwischen Theorie und Experiment Spektrallinien aus Zuständen dreifachionisierten Kohlenstoffs besonders gut. Das Dublettsystem C IV ist lithiumähnlich und aufgrund der Elektronenkonfiguration beinahe wasserstoffähnlich. Die theoretischen Rechnungen, bei denen der Einfachheit halber mit Wasserstoffwellenfunktionen gerechnet wird, sollten daher besonders gut zutreffen. Als weiterer Vorteil erweist sich, daß der C IV Zustand in Laborplasmen leicht erzeugt werden kann.

Experimentelle Untersuchungen von C IV - Linien sind, soweit uns bekannt, bisher nur von Bogen (1971) und Bertschinger (1980) vorgenommen worden. Bogen untersuchte in einem mit Kohlenstoff als Verunreinigung beigemischten Heliumplasma die Resonanzlinie 2S-2P sowie den Übergang 3S-3P. Bertschinger benutzte ein mit Kohlenstoff verunreinigtes Wasserstoffplasma für seine Untersuchungen. Dieser hat die C IV Übergänge 3P-4D und 3D-4F gemessen.

Der von uns untersuchte Wellenlängenbereich erstreckt sich vom VUV - Spektralbereich bis hin zum sichtbaren Licht. Es wurden für die Untersuchungen Linien ausgesucht, deren Halbwertsbreite größer ist als die Apparatebreite des jeweils benutzten Spektrometersystems. Zusätzlich sollte die Intensität der Linien genügend groß sein, damit das Photonenrauschen nicht zu stark wird. Wir haben uns bemüht, möglichst Linien unterschiedlicher Hauptquantenzahlen der oberen Niveaus, zu messen. Bei den vorgegebenen experimentellen Bedingungen ist zu beachten, ob der beobachtete

Übergang isoliert ist (vgl. Kap. 1.3.2.3).

Zur besseren Übersicht sind die in dieser Arbeit untersuchten Spektrallinien in ein Grotrian - Diagramm eingezeichnet. Abbildung 9.1 zeigt diese Darstellung. Der gestrichelt eingezeichnete Übergang wird später diskutiert. Alle nicht von uns untersuchten Spektrallinien sind weggelassen worden. Eine der wenigen bisher gemessenen C IV - Linien, der Resonanzübergang 2S-2P (λ=155.08 nm + 154.82 nm), fiel nicht in den Spektralbereich unseres Spektrometers.

Da Kohlenstoff IV ein Dublettsystem ist, besteht jeder Übergang aus 3 Komponenten ($\Delta j=\pm 1, \Delta j=0$), wobei jedoch die $\Delta j=0$-Komponente wegen der schwachen Intensität vernachlässigt werden kann. Die Dublettkomponenten der beobachteten Spektrallinien sind sehr nahe benachbart, so daß nur die Dubletts 3S-3P, 3P-4S, 3P-4D aufgelöst werden konnten. Obwohl die Halbwertsbreiten der Komponenten größer sind als der spektrale Abstand zwischen ihnen, können sie unter der Annahme, daß die j-Komponenten nicht mischen, als isoliert betrachtet werden. Unter der Voraussetzung, daß die Verbreiterung der beiden j-Komponenten für gleiche Haupt- und Nebenquantenzahl gleich ist, können die Verbreiterungsdaten aus einer Überlagerung von Lorentz - Profilen gegebenen Frequenzabstandes und Intensitätsverhältnisses bestimmt werden.

Auf unser Experiment bezogen sind alle Linienübergänge mit $n \leq 4$ bzw. n=5 (l=0,1) hinreichend gut isoliert, wogegen die Niveaus $n \geq 6$ bereits als fast entartet anzusehen sind.

Bevor die Verbreiterung der gemessenen Spektrallinien diskutiert wird, sollen einige Details dieser Linien beschrieben werden.

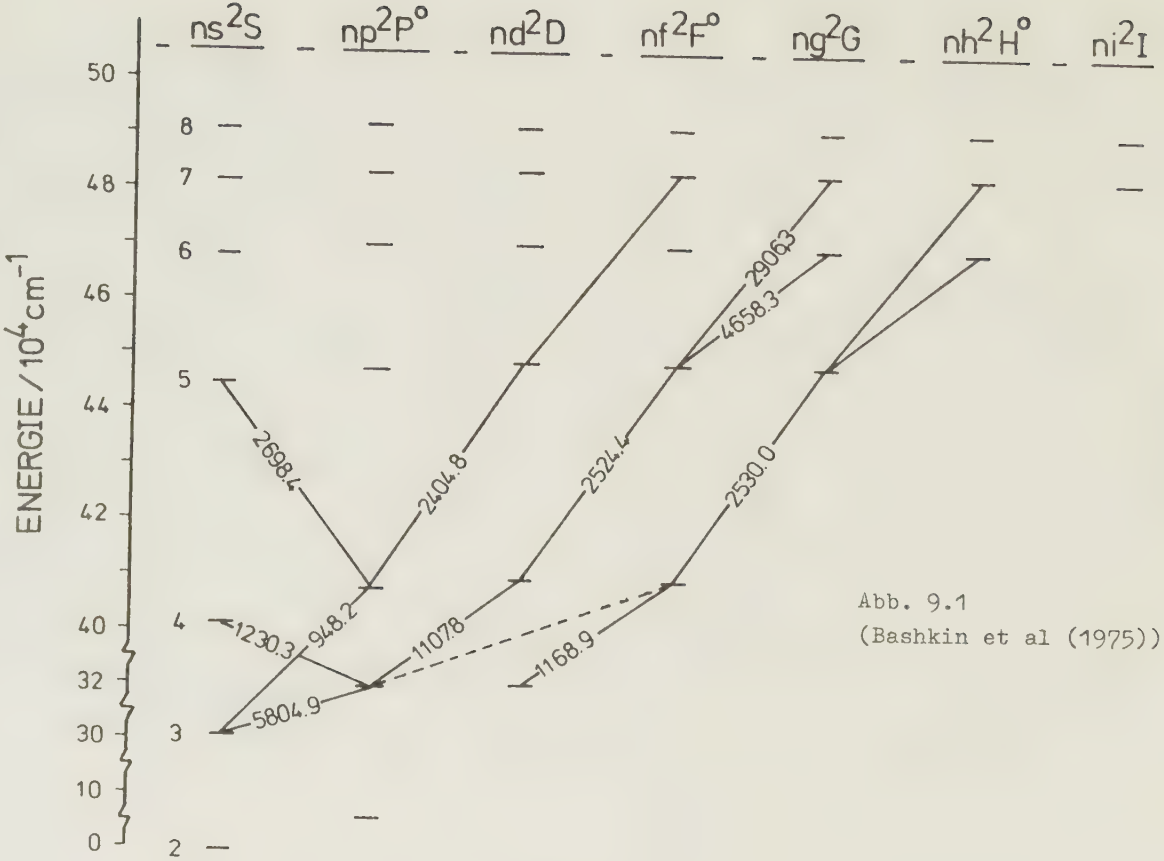


Abb. 9.1
(Bashkin et al (1975))

9.1 Diskussion der Linienprofile

Die erste zu diskutierende Spektrallinie ist der Übergang 3S-3P. Die beiden Dublettkomponenten befinden sich in einem Wellenlängenabstand von 1.06 nm. Es ist daher keine Frage, die einzelnen Komponenten aufzulösen. Aufgrund der atomaren Konfiguration ist dieser $\Delta n=0$-Übergang isoliert. Die Abbildungen 9.2 a und b zeigen die gemessenen Spektren bei zwei verschiedenen Elektronendichten. Das Intensitätsverhältnis der Komponenten von zwei zu eins stimmt sehr gut mit dem von der Theorie aus den statistischen Gewichten Vorausgesagtem überein. Neben der größeren Halbwertsbreite zeigt das Tal zwischen den beiden Linien eine höhere Intensität mit steigenden Elektronendichten. Dies läßt sich auf eine Überlagerung der entsprechenden Linienflügel zurückführen. Dieser Übergang wurde auch von Bogen (1972) untersucht. Ohne Ergebnisse bzgl. der Halbwertsbreite der Linien vorwegzunehmen, stimmen

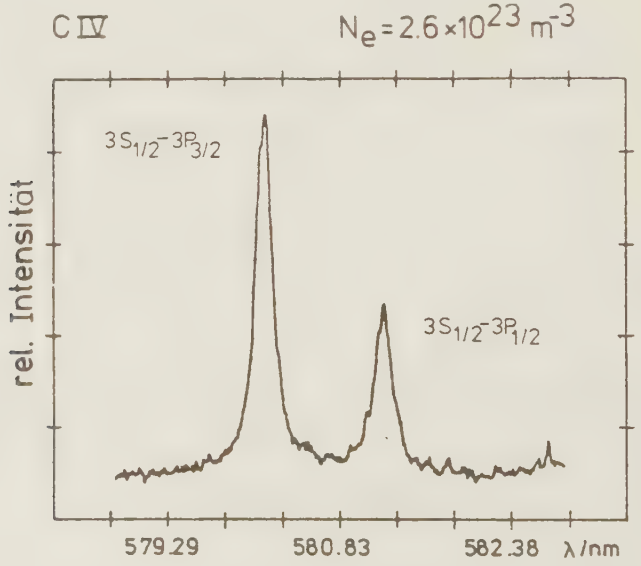


Abb. 9.2 a

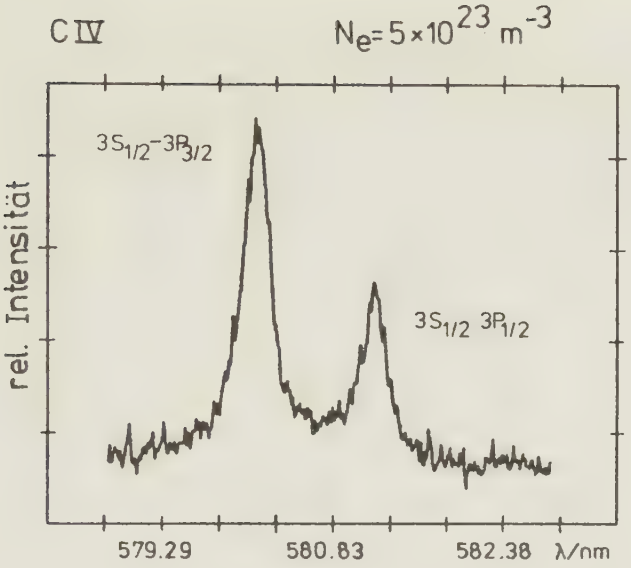


Abb. 9.2 b

unsere Ergebnisse, unter Berücksichtigung der geringfügig anderen Elektronendichte und Temperatur mit denen von Bogen bis auf ca. 30 % überein.

Abbildung 9.3 zeigt den Übergang 3P-4S (λ=123.0 nm), bei dem die Dublettstruktur der Spektrallinien ebenfalls auflösbar ist. Die eingezeichneten Fehlerbalken ergeben sich, wie auch in Abb. 9.4 durch eine Mittelwertbildung von neun Entladungen und anschließender Berechnung der Standardabweichung. Auch hier stimmt das Intensitätsverhältnis mit dem in der Literatur überein.

Abbildung 9.4 zeigt neben den fast "verschmierten" Dublettkomponenten des Übergangs 3P-4D eine weitere Spektrallinie bei einer Wellenlänge von λ=110.65 nm, die in keiner uns bekannten Tabelle aufgelistet ist. Eine seperate Diskussion dieser Linie ist daher notwendig.

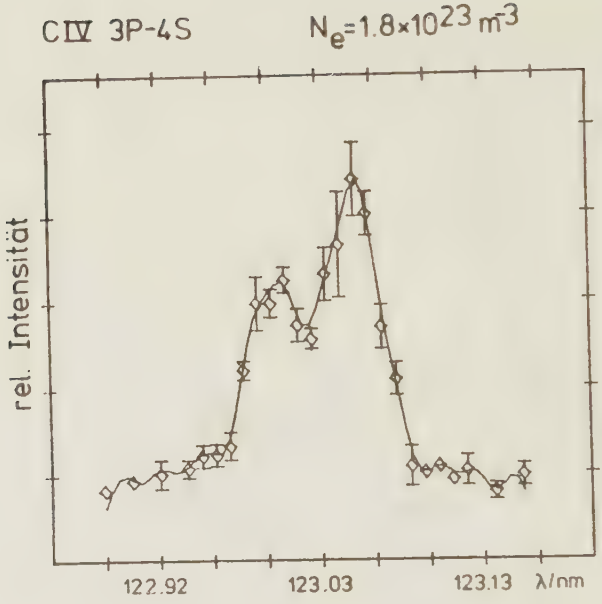

CIV 3P-4S
$N_e=1.8\times10^{23}$ m^{-3}
rel. Intensität
122.92
123.03
123.13
λ/nm

Abb. 9.3

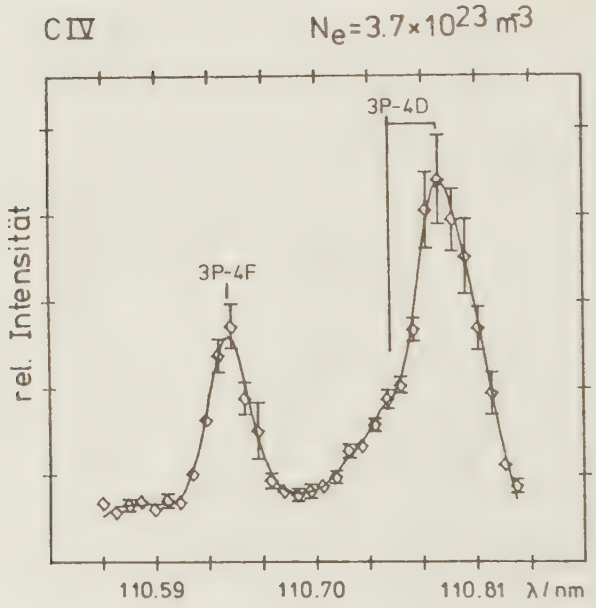

CIV
$N_e=3.7\times10^{23}$ m^{-3}
3P-4D
3P-4F
rel. Intensität
110.59
110.70
110.81
λ/nm

Abb. 9.4

9.1.1 Linie bei λ=110.65 nm

Da die gemessene Spektrallinie in keinem der Standardtabellenwerke (Bockasten (1956), Kelly und Palumbo (1973), Wiese et al (1966)) aufgeführt ist, stellt sich die Frage, wie diese Linie eingeordnet werden kann. Ob Kohlenstoff für diese Linie verantwortlich ist, läßt sich leicht verifizieren, indem eine Entladung ohne Testgas untersucht wird. Nachdem sichergestellt war, daß es sich um Kohlenstoff handeln muß, bleibt nur noch die Frage nach dem Ionisationszustand zu klären. Ein Vergleich von Oszillogrammen dieser Linie,mit solchen von identifizierten C IV - Linien,zeigt aus dem zeitlichen Verlauf des Meßsignals, daß es sich hierbei um eine C IV - Linie handeln muß.

Analysiert man das Termschema, so ist nur ein für Dipolstrahlung verbotener Übergang (3P-4F) mit der beobachteten Linie konsistent. Selbst bei einem Vergleich mit doppeltangeregten Zuständen von C IV, wie sie bei "Beam-foil" - Experimenten (Jacques et al (1980)) zu finden sind, ist keine Identifikation möglich; abgesehen davon haben solche Übergänge in Plasmen eine schwache Intensität. Ein weiterer Hinweis, daß es sich um den verbotenen Übergang 3P-4F handelt, gibt die Breite der Linie. Eine experimentell bestimmte Halbwertsbreite von ca. 0.035 nm stimmt relativ gut mit der gemessenen Breite des Übergangs 3D-4F von 0.04 nm überein. Dies ist auch zu erwarten, da beide Übergänge vom gleichen oberen Niveaus starten und die Halbwertsbreite im wesentlichen, abgesehen von einer geringfügigen Korrektur durch unterschiedliche Wellenlängen und der Verbreiterung des unteren Niveaus, durch das obere Niveau bestimmt ist.Bei einem Vergleich mit der Halbwertsbreite des Übergangs 3P-4D (0.053 nm) wäre die Übereinstimmung schlechter.

Als letztes bleibt abzuschätzen, welche Intensität die

verbotene Komponente 3P-4F theoretisch haben könnte. Durch Mischung der Wellenfunktionen kann ein optisch verbotener Übergang erlaubt werden. Falls nur ein Störniveau den größten Einfluß auf diese Störung hat, gilt:

$$\begin{pmatrix} E_{4D} - \varepsilon_i & U \\ U & E_{4F} - \varepsilon_i \end{pmatrix} \begin{pmatrix} C_{4D_i} \\ C_{4F_i} \end{pmatrix} = 0$$

Bei dieser Beziehung, die ein Eigenwertproblem darstellt, ist E_i die ungestörte Energie, ε_i die verschobenen Energieniveaus und U_i die Matrixelemente der Dipolwechselwirkungsernergie. Die Entwicklungskoeffizienten C_i beschreiben die gestörte Wellenfunktion in Termen der ungestörten. Nach Bockasten (1956) kann im speziellen Fall von C IV U geschrieben werden als

$$U = \langle n,l-1,m \mid n,l,m \rangle = -\frac{KeF}{2}\left\{\frac{(n^2-l^2)(l^2-m^2)}{4l^2-1}\right\}^{1/2}.$$

Der Aufspaltungsfaktor K wird in dieser Arbeit zu $K = 0.0064\ cm^{-1}/(kV/cm)$ angegeben. F ist die elektrische Feldstärke. Die anderen Symbole haben die übliche Bedeutung. Die verschobenen Energieniveaus gewinnt man aus der Forderung, daß die Determinante der obigen Matrix Null sein muß:

$$\varepsilon_i = \frac{1}{2}(E_{4D}+E_{4F}) \pm \frac{1}{2}(E_{4D}-E_{4F}) \left[1 + \left(\frac{2U}{E_{4D}-E_{4F}}\right)^2\right]^{1/2}$$

Hierdurch können die Entwicklungskoeffizienten bestimmt werden.

$$C_{4D_1} = C_{4F_2} = \frac{\alpha/\sqrt{2}}{\{1+\alpha^2-(1+\alpha^2)^{1/2}\}^{1/2}}$$

$$C_{4F_1} = - C_{4D_2} = \frac{\{1-(1+\alpha^2)^{1/2}\}/\sqrt{2}}{\{1+\alpha^2-(1+\alpha^2)^{1/2}\}^{1/2}}$$

α ist hierbei definiert durch:

$$\alpha = 2U/(E_{4D}-E_{4F}) \ .$$

Hiermit sind alle Gleichungen zur Bestimmung des Intensitätsverhältnisses von verbotener zu erlaubter Linie vorhanden.und es gilt:

$$\frac{I_v}{I_e} = \frac{I_{3P-4F}}{I_{3P-4D}} = \left|\frac{C_{4F}1}{C_{4D_1}}\right|^2 = \left|\frac{C_{4D_2}}{C_{4F_2}}\right|^2 \ .$$

Auf die betrachteten atomaren Zustände angewandt,folgt

$$\frac{I_v}{I_e} = \begin{cases} 0.27 & m=0 \\ 0.26 & \text{für } |m|=1 \\ 0.19 & |m|=2 \\ 0 & |m|=3 \end{cases} \ .$$

Die gemessene Intensität (ca. 30 % der erlaubten Linie) der verbotenen Komponente stimmt mit der mittleren, theoretisch bestimmten Intensität im Rahmen der Fehlergrenzen überein. Bei kritischer Betrachtung ist zu berücksichtigen, daß bei unterschiedlichen Elektronendichten des Plasmas sowohl die Intensität der verbotenen Komponente,als auch der Abstand zur erlaubten Linie sich verändern sollten. Wir können zwar aus den experimentellen Ergebnissen eine Tendenz angeben, jedoch war es uns nicht möglich, die Energieverschiebungen von 36 cm^{-1}, 32 cm^{-1} und 22 cm^{-1} (für $|m|=0,1,2$) nachzuweisen. Der Grund hierfür könnte in Unreproduzierbarkeiten der Entladung liegen. Klarheit kann nur durch ein während einer Entladung aufgenommenes Spektrum, welches unabhängig von statistischen Schwankungen ist, liefern.

Als nächstes wollen wir die Spektren der 4D-5F (λ=252.44 nm) sowie der 4F-5G (λ=253.0 nm) diskutieren. Die Abb. 9.5 a - c zeigen diese beiden Linien bei unterschiedlichen Elektronendichten. Bei kleinen Elektronendichten sind beide Übergänge deutlich getrennt, wogegen bei hohen Dichten zunächst nur noch eine Linienkontur sichtbar ist. Vollführt man wieder eine Überlagerung von Lorentz - Profilen, so ergibt sich eine gute Übereinstimmung mit dem gemessenen Spektrum.

Laut dem Tabellenwerk von Striganov et al (1968) tritt ein verbotener Übergang bei λ=253.06 nm (4F-5F) auf. Wir haben diesen Übergang bei der Auswertung unserer Messung mit berücksichtigt.

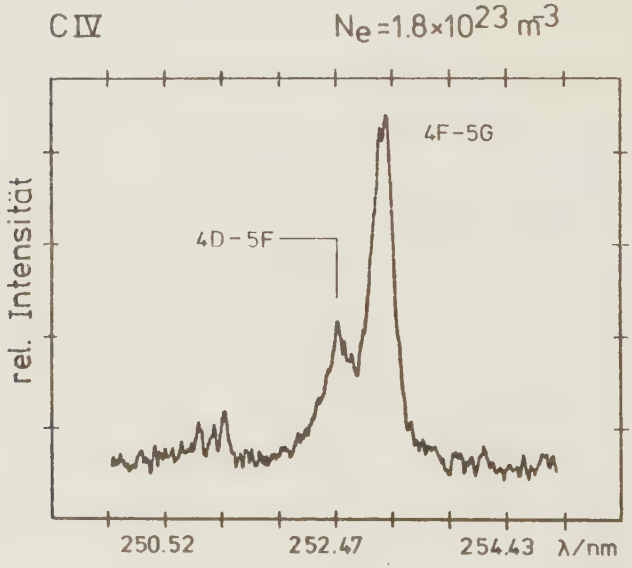


Abb. 9.5 a

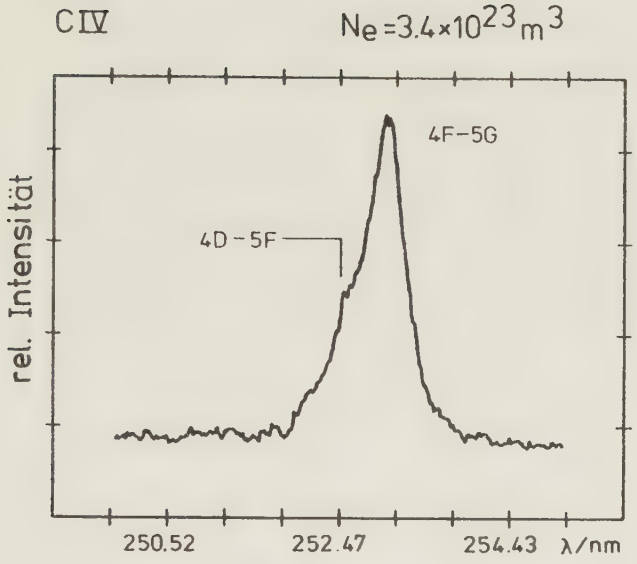


Abb. 9.5 b

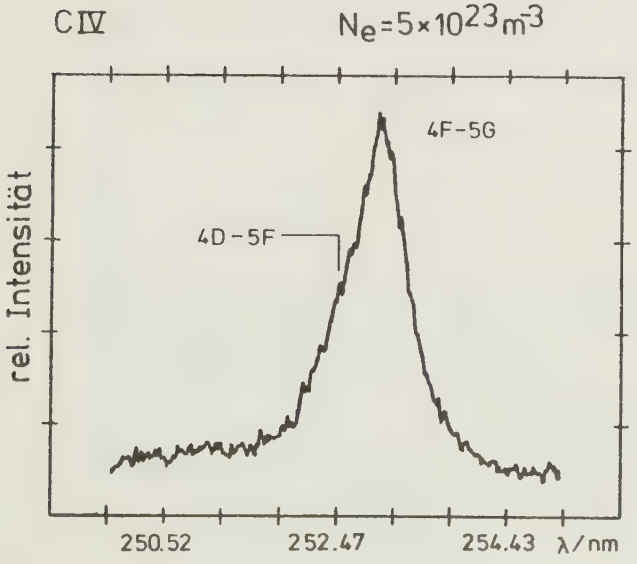


Abb. 9.5 c

Einen bereits fast entarteten Zustand zeigt ein weiteres Meßbeispiel, welches bei der Temperaturbestimmung in Kapitel 5 besprochen wurde. Die Abbildungen 5.3(a-c) zeigen die Übergänge 5F,G-6G,H. Der energetische Abstand der beiden Übergänge ist so gering, daß sie in unserem Fall als eine Linie behandelt werden können. Der Einfluß, der im kurzwelligen Linienflügel auftretenden C III - Linien, kann, wie beschrieben, entfaltet werden.

Das letzte Meßbeispiel behandelt einen Zustand des C IV, der praktisch als entartet betrachtet werden kann. Besonders interessant ist dieses Spektrum, weil es sich hierbei um einen $\Delta n=2$ - Übergang (5D,F,G-7F,G,H) handelt, ähnlich wie beim Wasserstoff L_β, H_β ... etc. Das gemessene Spektrum ist in Abb. 9.6 bei einer Elektronendichte von $4.5 \times 10^{23} m^{-3}$ wiedergegeben.

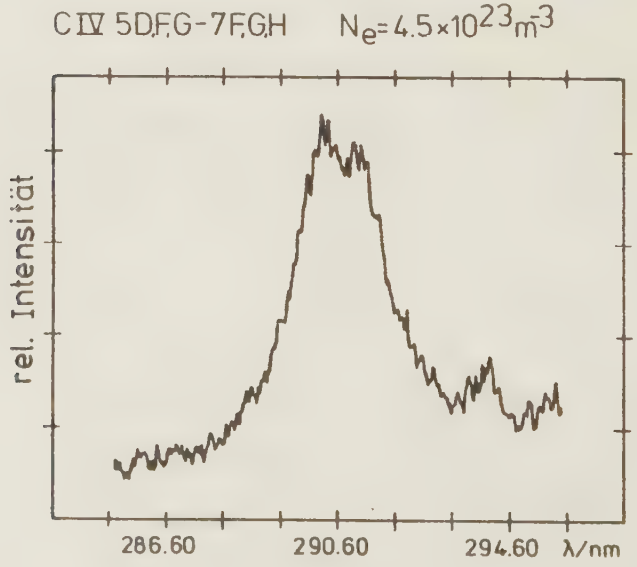


Abb. 9.6

Tatsächlich zeigt unser Spektrum die für die β-Linien von wasserstoffähnlichen Ionen typische Einsattelung im Linienzentrum. Ferner ist auch hier die Intensität der kurzwelligen Linienschultern größer als die der langwelligen. Eine Erklärung dürfte erneut der Quadrupoleffekt sein.

Schon 1956 hat Bockasten mit Hilfe eines Vakuumfunkens Spektren dieser C IV - Linie aufgenommen. Abb. 9.7 zeigt diese gemessenen Spektren bei unterschiedlichen Versuchsbedingungen, auf die hier nicht weiter eingegangen werden soll. Bedenkt man, daß die Schwärzung des Fil-

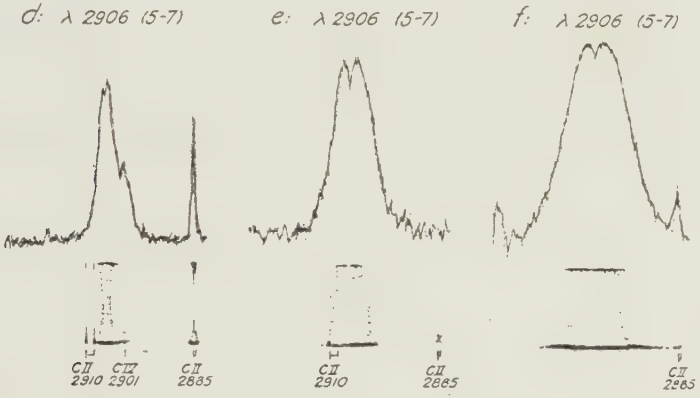


Abb. 9.7 (Bockasten (1956))

mes proportional dem Logarithmus der Intensität ist, und das hier die Wellenlängenskala vertauscht ist, so sehen wir auch hier, daß für wasserstoffähnliche Ionen typische Profil für Δn=2 Übergänge.

Dieses Meßbeispiel soll verdeutlichen, wie sehr die oberen Niveaus des C IV - Ions wasserstoffähnlich sind.

9.2 Analyse der Verbreiterung

Eine Zusammenstellung gemessener und theoretischer Verbreiterungsdaten ist für die untersuchten Spektrallinien in Tabelle 1 aufgelistet. Spalte 1 gibt die Übergangsniveaus an, während in der nächsten Spalte die entsprechenden Wellenlängen angegeben sind. Die experimentell bestimmten Halbwertsbreiten der Linien zeigt Spalte 3, wobei zu beachten ist, daß es sich um die volle Halbwertsbreite handelt. Die Daten sind bezogen auf eine Elektronendichte von $5 \times 10^{23} m^{-3}$ und eine Temperatur von 10 eV. Die nachfolgenden Spalten beinhalten die beiden in Kapitel 1 beschriebenen theoretischen Abschätzungen bzw. das Verhältnis von experimentellen zu theoretischen Werten. Auffällig ist die systematische Abweichung zwischen Theorie und Experiment; generell sind die gemessenen Halbwertsbreiten größer als die theoretisch vorausgesagten. Dies gilt sowohl für die Theorie von Griem, als auch für die Abschätzung von Dimitrijević et al, wobei zu bemerken ist, daß im Mittel das Verhältnis für die nach Griem berechneten Breiten zwei ist und das nach Dimitrijević bestimmte 2.4 ergibt. Die Ursache für die etwas schlechtere Übereinstimmung zwischen theoretischen Rechnungen dieser Autoren und den experimentellen Ergebnissen, dürfte die fehlende Berücksichtigung der starken Stöße, im Gegensatz zu Griem, sein.

Eine weitere Abschätzung bzgl. Halbwertsbreiten von C IV - Linien (2S-2P und 3D-4F) haben Sahal - Bréchot et al (1971) durchgeführt, wobei jedoch die berechnete Halbwertsbreite für die von uns gemessene Spektrallinie (3D-4F) noch kleiner ist, als die von (G) und (D-K) zu berechnende.

Für wachsende Hauptquantenzahlen scheinen die theoretischen Rechnungen besser die experimentellen Ergebnisse zu beschreiben. Zu beachten bleibt jedoch, daß diese

Tabelle 1

Term	λ / nm	λ / nm VHWB Exp.	λ / nm VHWB G	Exp / G	λ / nm VHWB D-K	Exp / D-K	λ / nm VHWB Stat
* 3s - 3p	580.1/581.1	0.28	0.26	1.08	0.18	1.55	
3p - 4s	123.0	0.058	0.028	2.07	0.02	2.9	
3s - 4d	94.81	0.04	0.019	2.1	0.016	2.5	
3d - 4d	110.76	0.053	0.029	1.83	0.023	2.3	
** 3p - 4f	110.65	0.035	0.012	2.92	0.012	2.92	
3d - 4f	116.9	0.04	0.012	3.3	0.012	3.3	
4p - 5s	269.8	0.54	0.44	1.23	0.37	1.46	
4p - 5d	240.5	1.00	0.44	2.27	0.4	2.5	
4d - 5f	252.44	0.84	0.45	1.87	0.38	2.21	{1.3}
4f - 5g	253.0	0.42	0.20	2.1	0.16	2.63	{1.3}
5f - 6g 5g - 6h	465.8	2.1	<1.8 >	1.17	<1.35>	1.56	{5.5}
5f - 7g 5g - 7h 5d - 7f	290.6	3.3	<1.95>	1.69	<1.55>	2.12	{4.7}

$N_e = 5 \times 10^{23}\ m^{-3}$

$T_e = 10$ eV

G: H.R. Griem (1974) p. 279

D-K: M.S. Dimitrijević and N. Konjević 24, 451 (1980)

bessere Übereinstimmung nur formal ist, da es sich bei diesen Linien nicht um isolierte Linien handelt, d.h. die Theorie eigentlich nicht mehr anwendbar ist. Die in Klammern <> geschriebenen Werte geben die Halbwertsbreiten der Linien unter Berücksichtigung der aufgeführten Übergänge an.

Die von den Theorien am besten vorausgesagte Halbwertsbreite ist bei dem Übergang 3S-3P zu finden. Insgesamt scheint die Tendenz zu bestehen, daß die Linenbreiten, bei denen das obere Niveau eine kleine Drehimpulsquantenzahl hat, besser mit der Theorie übereinzustimmen, als solche mit größeren Nebenquantenzahlen. Eine Erklärung für diesen Effekt könnte der in der Theorie benutzte Abschneideparameter darstellen, der besagt, daß das Maximum von $\{|\omega_{ll'}|, \omega_{pe}, \omega_F, \omega_i\}$ bei der Berechnung der Gaunt - Faktoren zu benutzen ist. Ab dem Niveau n=4 ist bei unseren experimentellen Bedingungen meistens die Plasmafrequenz größer, als die Frequenz zum benachbarten Übergang. Verzichtet man auf den Abschneideparameter, so stimmen die berechneten Halbwertsbreiten besser mit dem Experiment überein. Prinzipell kann jedoch auf ihn nicht verzichtet werden, da dann der effektive Gaunt - Faktor bzw. der Stoßquerschnitt logarithmisch divergiert.

In die letzte Spalte sind die vollen Halbwertsbreiten eingetragen, die sich durch eine einfache statische Behandlung des Problems ergeben. Griem (1974) gibt in diesem Fall für einen Übergang $n_i \to n_f$ die folgende Abschätzung an,

$$\omega \simeq (12 Z_p \hbar/Zm)(n_i^2 - n_f^2) N_p^{2/3}$$

wobei Z_p und N_p die Ladung bzw. Dichte der Störteilchen sind. Wir haben nur von den Spektrallinien die Halbwertsbreiten mit dieser Abschätzung verglichen, die genügend wasserstoffähnlich sind.

Im Vergleich mit den experimentellen Ergebnissen, ergeben sich

relativ große Abweichungen. Um einen Eindruck über die Genauigkeit der angegebenen Formel zu bekommen, haben wir die Halbwertsbreite einer Kohlenstoff VI - Linie (λ=343.4 nm n_i= 7,n_f=6) berechnet und mit neuen Stark - Profilrechnungen von Kepple (1982) für diesen Übergang verglichen. Kepple gibt für diese Linie bei einer Elektronentemperatur von 20 eV und einer Dichte von $1 \times 10^{24} m^{-3}$ eine Breite von ω=6.12 $\times 10^{12} s^{-1}$ an, welches,verglichen mit der einfachen Rechnung von Griem, um den Faktor 4.8 kleiner ist. Dies zeigt uns, daß die angegebene Gleichung tatsächlich nur die Größenordnung angibt. Beachtet man insbesondere, daß C VI wasserstoffähnlich ist, so sollte hier die Übereinstimmung besser sein, als bei lithiumähnlichen Ionen. Selbst die S und P-Niveaus sind im Gegensatz zum Li-ähnlichen System entartet. Für unsere Messungen bedeutet dies, daß die Abschätzung nur für die Niveaus 5F,G ,6F,G,H und 7F,G,H,I anwendbar ist.

Zum Abschluß der Diskussion sollen die zur Linienverbreiterung führenden Einzelbeiträge aufgeführt werden. Eine Zusammenstellung aller, in den Theorien berücksichtigten Stoßeffekte,zeigt Tabelle 2.

Spalte 1 gibt die Bezeichnung des betrachteten Übergangs an, dem die in der nächsten Spalte aufgeführte Wellenlänge entspricht. Da die Stark - Verbreiterung einer Spektrallinie sich aus der Summe der Verbreiterung des oberen Niveaus i und des unteren Niveaus f zusammensetzt, gehören zu jedem Übergang zwei Zeilen. Hieran schließen sich die Rechnungen nach Griem und Dimitrijević et al an. Bei beiden Theorien steht zu Beginn die volle Halbwertsbreite in Nanometer des jeweiligen Niveaus. Im Anschluß an diese Berechnungen werden die prozentualen Beiträge zur Gesamtverbreiterung durch Stöße mit dem Niveau (l+1) und (l-1), sowie die Beiträge von inelastischen Stößen ($W(inel.)_{\Delta n \neq 0}$) aufgelistet.Als zusätzlichen Verbreiterungseffekt gibt Griem noch starke Stöße (W(s.St.)) an.

Term	$\frac{\lambda}{nm}$		Griem $\frac{\Delta\lambda}{nm}1/2$	W(1+1)	W(1-1)	W(inel.)	W(s.St.)	Dimitrijević, Konjević $\frac{\Delta\lambda}{nm}1/2$	W(1+1)	W(L-1)	W(inel.)
3s - 3p	580.1/581.1	i	0.14	25	13	4	12	0.095	31	18	4
		f	0.12	33	-	3	10	0.084	44	-	3
3p - 4s	123.0	i	0.022	61	-	3	14	0.018	80	-	2
		f	0.006	10	3	2	5	0.004	11	6	1
3s - 4p	94.81	i	0.016	47	20	4	13	0.014	62	24	1
		f	0.003	12	-	1	3	0.002	12	-	1
3p - 4d	110.76	i	0.024	38	27	5	13	0.020	50	35	2
		f	0.005	3	4	1	4	0.003	3	4	1
3p - 4f*	110.65	i	0.007	-	34	9	16	0.009	-	70	5
		f	0.005	19	11	3	8	0.003	15	8	2
3d - 4f	116.9	i	0.008	-	39	10	16	0.01	-	78	5
		f	0.004	-	15	6	12	0.002	-	13	4
4p - 5s	269.8	i	0.31	57	-	3	11	0.26	68	-	2
		f	0.13	16	7	1	5	0.11	22	8	2
4p - 5d	240.5	i	0.34	40	25	3	9	0.31	46	28	2
		f	0.10	13	5	1	4	0.09	16	6	1
4d - 5f	252.44	i	0.32	24	32	5	14	0.27	28	36	5
		f	0.13	13	9	2	4	0.11	17	11	1
4f - 5g	253.0	i	0.16	-	42	15	24	0.11	-	54	11
		f	0.037	-	11	3	5	0.05	-	29	2
5f - 6g		i	2.0	19	28	6	11	1.7	23	34	3
		f	1.1	12	16	3	5	0.93	14	19	2
	465.8				<18>					<13.5>	
5g - 6h		i	1.1	-	31	15	21	0.75	-	43	24
		f	0.55	-	17	6	10	0.37	-	26	7
5d - 7f		i	2.0	35	31	4	10	1.9	40	35	6
		f	0.5	10	7	1	2	0.45	11	7	1
5f - 7g	290.6	i	1.7	30	34	6	11	1.5	34	38	9
		f	0.42	6	<19.5> 9	1	3	0.36	8	<15.5> 10	1
5g - 7h		i	1.3	23	36	11	16	1.1	28	43	18
		f	0.21	-	7	3	4	0.14	-	9	2

Tabelle 2

Generell dominiert die Verbreiterung des oberen Niveaus, denn sie ist proportional n^{*2}. Bis auf wenige Ausnahmen ist der Anteil an der Gesamtverbreiterung der Linie durch Stöße mit dem Niveau (1+1), falls vorhanden, am größten. Für die Übergänge, bei denen dies nicht der Fall ist, spielt der Abschneideparameter eine Rolle, so daß der geringere energetische Abstand zum Niveau (1+1) nicht voll zum Tragen kommt. In beiden Theorien spielen Verbreiterungseffekte durch inelastische Stöße ($\Delta n \neq 0$) nur eine untergeordnete Rolle. Im Mittel beträgt dieser Beitrag unter 10 %. Die von Griem berücksichtigten starken Stöße haben einen Anteil von gemittelt 20 %. Verkleinert man die Elektronendichte, so erniedrigt sich dieser Beitrag, wie es anschaulich zu erwarten war.

Für die Übergänge 5F,G-6G,H und 5D,F,G-7F,G,H ist die Halbwertsbreite des jeweiligen Gesamtsystems unter Berücksichtigung der einzelnen Komponenten, gewichtet mit den Übergangswahrscheinlichkeiten, angegeben.

9.3 Meßfehler

Die Genauigkeit der gesamten Messung hängt stark von der Bestimmung der Elektronendichte ab. Sie kann nach den Ausführungen in Kapitel 7 mit einer Genauigkeit von ca. 90 % angegeben werden. Bei der Betrachtung von zusätzlichen Meßfehlern, müssen die Messungen in zwei Gruppen eingeteilt werden. Die eine Gruppe der Ergebnisse bilden die im Vakuum - Ultraviolett - Bereich während mehrerer Entladungen gemessenen. Hier gehen natürlich Schwankungen der Reproduzierbarkeit der Entladung in den Meßfehler mit ein. Ein zusätzlicher Fehler kommt beim Entfalten des Apparateprofils, welches bei diesen schmalen Linien nicht zuverlässig ist, zustande. Insgesamt ergibt sich für diese Linien ein Meßfehler von 25 bis 30 %. Die andere Gruppe von Messungen stellen die im ultravioletten bzw. sichtbaren Bereich

gemessenen Linien dar. Aufgrund der Tatsache, daß uns hier ein optisches Vielkanalsystem zur Verfügung stand, und somit die Reproduzierbarkeit der Entladung keinen Einfluß auf den Meßfehler hat, zusätzlich die Halbwertsbreite der gemessenen Linien groß gegen die jeweilige Apparatebreite des optischen Systems war, kann ein Gesamtfehler von ca. 15 % für diese Meßwerte angegeben werden.

10. Zusammenfassung

In der vorliegenden Arbeit wurde über experimentelle Ergebnisse einer neuartigen Entladung, dem Gas - Liner - Pinch, berichtet. Die Erwartungen, welche an die von uns entwickelte Lichtquelle gestellt wurden, konnten im vollen Umfang bestätigt werden. Im einzelnen haben wir folgende Eigenschaften des in der Anlage erzeugten Plasmas verifizieren können: das zu untersuchende Gas (Testgas) ist räumlich im Plasma begrenzt. Dadurch weist das Testplasma keine kalten Randschichten auf und selbst Resonanzlinien, die bei solchen hohen Elektronendichten im Linienzentrum eine Selbstumkehr zeigen, können optisch dünn gemessen werden. Durch holographische Interferometrie haben wir während der Optimierung der Anlage bereits zeigen können, daß die Elektronendichte und die Plasmaausdehnung nicht vom Testgas abhängen. Weiterhin konnte die Homo - genität des Testplasmas nachgewiesen werden.

Nach der Bestimmung der Plasmaparameter wie Elektronendichte, Temperatur sowie Ausdehnung des Plasmas, haben wir uns mit der Untersuchung von Stark - Verbreiterungen von Helium II und Kohlenstoff IV beschäftigt.

Im Falle von Helium II war es uns möglich, die Halbwertsbreite der Paschen β-Linie, im bis heute fehlenden Elektronendichtebereich zwischen $1 \times 10^{23} m^{-3}$ und $5 \times 10^{23} m^{-3}$ experimentell zu bestimmen und durch die Berücksichtigung der Ergebnisse anderer Autoren bei kleineren und etwas größeren Elektronendichten eine semiempirische Formel zur Bestimmung der Elektronendichte aus der gemessenen Halbwertsbreite anzugeben. Neben der reinen Linienverbreiterung haben wir bei der Paschen α-Linie von He II eine zusätzliche Asymmetrie der Spektrallinie zu höheren Frequenzen, bei Elektronendichten größer als $3 \times 10^{23} m^{-3}$, festgestellt, die sich durch Quadrupoleffekte qualitativ erklären läßt. Bei der Paschen β-Linie war die gemessene Asymmetrie viel

schwächer und nur tendenziell anzugeben.

Mit der Untersuchung der Linienverbreiterung von C IV sind uns die ersten systematischen Messungen an diesem lithiumähnlichen Ion gelungen. Aufgrund der atomaren Struktur dieses Ionisationszustandes schien uns dieses Element besonders gut geeignet, um einen Vergleich zwischen den theoretischen Rechnungen, die alle auf Wasserstoffwellenfunktionen beruhen, und dem Experiment durchzuführen.

Es zeigt sich, daß dort, wo die Rechnungen anwendbar sind, eine Diskrepanz von ca. einem Faktor 2 zwischen den experimentellen Ergebnissen und der Theorie besteht. Formal ist die Übereinstimmung bei größer werdenden Hauptquantenzahlen zwar besser, jedoch sind diese Linien nicht isoliert. Im Fall des Übergangs 5D,F,G-7F,GH zeigt das gemessene Spektrum sogar die wasserstoffähnliche typische Linienkontur für $\Delta n = 2$-Übergänge, was bereits ein Hinweis für die Entartung dieser Niveaus ist. Insgesamt gesehen scheinen die bis heute existierenden theoretischen Abschätzungen für eine exakte Beschreibung der physikalischen Effekte zu grob zu sein, was dazu führt, daß die experimentell beobachteten Breiten der Spektrallinien größer sind, als die theoretisch vorausgesagten.

In der Zukunft könnte die Genauigkeit der Aussagen durch Bestimmung der Elektronendichte mittels Laserlichtstreuung verbessert werden, welches zusätzlich den Vorteil einer spektroskopisch unabhängigen Meßmethode hätte.

Weiterhin arbeiten wir bereits an einem zweiten Gas - Liner - Pinch höherer Energie. Die in dieser Arbeit aufgeführten Untersuchungen können damit auf einen größeren Parameterbereich ausgedehnt werden.

11 Literaturverzeichnis

Bacon M.E., Barnard A.J., Curzon F.L., J.Quant.Spectrosc. Rad.Transf. 18 , 399 (1977)

Baranger M., Phys. Rev. 112 , 855 (1958)

Baranger M., Mozer B., Phys. Rev 123 , 25 (1961)

Bashkin S., Stoner J.C.jr., "Atomic Energy Levels & Grotrian Digaramms" 1, North Holland Publishing Company, New York (1975)

Bates D.R., Damgaard A., Phil. Trans. Roy. Soc. London A 242 , 101 (1949)

Berg H.F., Ali A.W., Lincke R., Griem H.R., Phys. Rev. 125 , 199 (1962)

Bernard J.E., Curzon F.L., Barnard A.J., "Spectral Line Shapes" , ed. B.Wende, de Gruyter New York (1981)

Bertschinger G., Dissertation Ruhr-Univers.Bochum (1980)

Bethe H.A., Ann. Physik 5 , 3251 (1930)

Bockasten K., Arkiv för Fysik 10 , 567 (1956)

Bockasten K., J.Opt.Soc.Am. 51 , 943 (1961)

Bogen P., Z.Naturforschung 25a , 1151 (1970)

Bogen P., Z.Naturforschung 27a , 210 (1972)

Böhnlein A., Z.Naturforchung 21a , 1660 (1966)

Brault J.W., White O.R., Astron. & Astrophys. 13 , 169 (1971)

Demura A.V., Sholin G.V., J.Quant.Spectrosc.Rad.Transf. 15 , 881 (1975)

Dimitrijević M.S., Konjević N., J.Quant.Spectrosc.Rad. Transf. 24 , 451 (1980)

Dimitrijević M.S, Konjević N., "Spectral Line Shapes", ed. B.Wende ,de Gruyter New York (1981)

Eberhagen A., Wunderlich R., Z.Physik 232 , 1 (1970)

Einfeld D., Sauerbrey G., Z.Naturforschung 31a , 310 (1976)

Finken K.H., Ackermann U., Phys. Lett. 85a ,278 (1981)

Finken K.H., Ackermann U., J.Phys.B 15 , 615 (1982 a)

Finken K.H., Ackermann U., Physica B 113 , 135 (1982)

Finken K.H., Ackermann U., J.Phys.B 16 , 773 (1983)

Finken K.H., Fortschritte der Physik 31 , 1 (1983)

Greene R.L., Phys. Rev. A 14 , 1447 (1976)

Griem H.R., "Plasma Spectroscopy" ,Mc Graw Hill (1964)

Griem H.R., Phys. Rev. 165 , 258 (1968)

Griem H.R., "Spectral Line Broadening by Plasmas", Academic Press (1974)

Griem H.R., Phys. Rev. A 27 , 2566 (1983)

Griem H.R., Shen K.Y., Phys. Rev. 122 , 1490 (1961)

Griem H.R., Baranger M., Kolb A.C., Oertel G., Phys. Rev. 125 , 177 (1962)

Heckmann P., Träbert E., "Einführung in die Spektroskopie der Atomhülle" , Vieweg (1980)

Holtsmark J., Ann. Physik 58 , 577 (1919)

Hooper C.F., Phys.Rev. 149 , 77 (1966)

Hooper C.F., Phys.Rev. 165 , 215 (1968)

Jahoda F.C., Little E.M., Quinn W.E., Sayer G.A., Stratton F.F., Phys. Rev. 119 , 843 (1960)

Jahoda F.C., Little E.M., Quinn W.E., Ribe F.L., Sayer G.A., J.Appl.Phys. 35 , 2351 (1964)

Jahoda F.C., Siemon R.E., Los Alamos Laboratory LA-5058-MS (1972)

Jaques C., Kuystantas E.J., Drouin R., Berry H.G., Can.J.Phys. 58 , 1093 (1980)

Jenkins J.E., Burgess D.D., J.Phys. B 4 , 1353 (1971)

Kelly R.L., Palumbo L.J., NRL Report 7599 (1973)

Kepple P.C., Phys.Rev A 6 , 1 (1972)

Kepple P.C., University of Maryland , Plasma Preprint Pl = 82-028 (1982)

Kobzev G.A., Opt Spectrosc. 30 , 106 (1971)

Kunze H.J., "Plasma Diagnostics" , ed. Lochte-Holtgreven, North Holland Publishing Company , Amsterdam (1968)

Kunze H.J., "Spectral Line Shapes" , ed. B.Wende, de Gruyter , Berlin New York (1981)

Landolt - Börnstein ., Tabellenwerk I 3 , Springer Verlag Berlin (1968)

Lee R.W., Metthews D.L., Scofield J., J.Phys. B 14 , 3079 (1981)

Magdeburg H., Schley.U., Z.Physik 20 , 465 (1966)

Mc Whirter R.W., "Plasma Diagnistic Techniques", ed. Huddlestone- Leonard , Academic Press , New York ,London (1965)

Oertel G.K., Shomo L.P., Astrophys.J.Suppl.Ser. 146 16 , 175 (1967)

Pittman T.L., Voigt P., Kelleher D.E., Phys. Rev. Lett. 45 , 723 (1980)

Pittman T.L., Fleurier C., "Spectral Line Shapes" Vol 2, ed. K.Burnett , de Gruyter , New York (1983)

Sahal-Bréchot S., Serge E.R., Astron. & Astrophys. 13 161 (1971)

Samson J.A.R., "Techniques of VUV Spectroscopy" ,Wiley & Sons, Inc.,New York , London , Sydney (1967)

Seidel J., "Spectral Line Shapes", ed. B.Wende, de Gruyter ,New York ,Berlin (1981)

Shiloh J., Fischer A., Rostocker N., Phys.Rev. Lett. 40 , 515 (1978)

Sholin G.V., Optics and Spectrosc. 26 , 275 (1969)

Smith H.M., "Principles of Holography" ,Wiley Interscience New York (1969)

Soltwisch H., Kusch H.J., Z. Naturforschung 34a , 300 (1979)

Staerk H., Mitzkus R., Meyer H., Appl.Opt 20 , 471 (1981)

Stallings C., Childers C., Roth I., Schneider R., Appl.Phys.Lett. 35 , 524 (1979)

Striganov A.R., Sventitskii N.S., "Tables of Spectral Lines of Neutral and Ionized Atoms" ,Plenum New York. Washington (1968)

Valsamakis E.A., Rev.Sci.Instrum 37 , 1318 (1966)

Vidal C.R., Cooper J., Smith E.W., J.Quant.Spectrosc. Rad.Transf. 10 , 1011 (1970)

Volonté S., J.Phys. D 11 , 1615 (1978)

Wiese W.L., Smith M.W., Glennon B.M., "Atomic Transition Probabilities" , NSRDS-NBS 4 (1966)

Wulff H., Z.Physik 150 , 614 (1958)

Yamamoto K., J.Phys.Soc.Japan 49 , 730 (1980)

Yamamoto K., Narumi H., Prog. of Theor.Phys. 64 , 436 (1982)

Zwicker H., Z.Physik 177 , 54 (1963)

Diese Arbeit wurde am Lehrstuhl V des Institutes für Experimentalphysik der Ruhr-Universität Bochum durchgeführt.

Mein Dank gilt zunächst Herrn Prof. Dr. H.-J. Kunze für sein stetes Interesse am Fortgang der Arbeit.

Den Herrn Dr. K.H. Finken und Dr. J. Musielok bin ich für zahlreiche Diskussionen zu Dank verpflichtet.

Schließlich bin ich den am Institut tätigen Technikern und den Angehörigen der Feinmechanischen Werkstatt für die geleistete Unterstützung dankbar.

Die vorliegende Arbeit wurde vom Sonderforschungsbereich 162 Plasmaphysik Bochum/Jülich durch Sachmittel unterstützt.

Lebenslauf

Familienname	Ackermann
Vorname	Ulrich
Geburtstag	18.03.55
Geburtsort	Bochum
Familienstand	verheiratet seit dem 10.09.82 mit Marion Ackermann

1961 - 1966	Volksschule
1966 - 1974	Goethe - Gymnasium Bochum
1974 - 1980	Studiengang Physik Diplom an der Ruhr-Universität Bochum
September 1976	Diplom-Vorprüfung in Physik
August 1980	Diplomprüfung in Physik
ab. 1.09.80	beschäftigt am Institut für Experimentalphysik V, z.Z. als wissenschaftlicher Mitarbeiter

Bochum, den 18.10.1983

DER DRUCKER · (Alte) Buscheystraße 138 · 4630 Bochum 1 · Telefon (0234) 704116